

**HYPERFEINANOMALIE
IM ^{151}Eu UND ^{153}Eu**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Günter Crecelius
aus Wiesbaden

Juni 1971



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548809_0047

HYPERFEINANOMALIE

IM ^{151}Eu UND ^{153}Eu

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von

Günter Crecelius

aus Wiesbaden

Juni 1971



1. Gutachter:

Prof. Dr. S. Hüfner

2. Gutachter:

Prof. Dr. E. Matthias

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 8.7.1971

ZUSAMMENFASSUNG

Mit Hilfe des Mössbauereffektes wurden die Verhältnisse der g-Faktoren und der Hyperfeinaufspaltungskonstanten für den 21.6 keV-Zustand und den Grundzustand des ^{151}Eu und den 103 keV-Zustand und Grundzustand des ^{153}Eu gemessen. Aus den Ergebnissen werden Werte für die Hyperfeinstruktur-anomalie von $^o\Delta_{151}^{22} = -0.81(8)\%$ und $^o\Delta_{153}^{103} = +1.8(8)\%$ abgeleitet.

Im Eu-Metall ergibt sich eine Anomalie $^o\Delta_{151}^{22}(\text{Metall}) = -0.52(8)\%$. Dieses Ergebnis läßt sich durch die Annahme erklären, daß im Eu-Metall die Leitungselektronen teilweise d-Charakter haben.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
I. Einleitung	1
IIa. Kernphysikalische Grundlagen	5
IIb. Festkörperphysikalische Grundlagen	8
III. Experimentelles und Auswertung	12
IV. Ergebnisse	17
V. Diskussion	20
Va. Berechnung von ϵ für Grund- und 22 keV-Zustand im ^{151}Eu	21
Vb. Berechnung von ϵ für Grund- und 103 keV-Zustand im ^{153}Eu	26
Vc. Die Hyperfeinanomalie im Europium-Metall	28
VI. Fehlerbetrachtung	35
Anhang	39
Literaturhinweise	
Tabellen	
Abbildungen	

I. EINLEITUNG

Als Hyperfeinstrukturanomalie bezeichnet man die Tatsache, daß für einen Kern mit nicht punktförmiger Verteilung der Magnetisierung die magnetische Hyperfeinwechselwirkung in einem homogenen Magnetfeld verschieden ist von derjenigen in einem inhomogenen Feld. Experimentell äußert sich dies in einem Unterschied zwischen dem Verhältnis der in einem externen Magnetfeld gemessenen g-Faktoren $g_1/g_2 = R(g)$ zweier Kernzustände und dem Verhältnis ihrer Hyperfeinaufspaltungskonstanten $A_1/A_2 = R(A)$ (BohW 50), da im allgemeinen Hyperfeinfelder Anteile enthalten, die durch Kontaktwechselwirkung (Fer 30) hervorgerufen werden.

Für die magnetische Wechselwirkungsenergie des Vektorpotentials $\vec{A}$ der Stromverteilung eines Kernes mit der Stromdichte $\vec{j}$ seiner Elektronenhülle gilt die Beziehung (Kop 58)

$$A_{\text{magn}} = - \int \vec{A} \vec{j} d\tau,$$

wobei die Integration über den ganzen Raum zu erstrecken ist. Außerhalb des Kernes läßt sich das Vektorpotential nach Potenzen von r^{-1} entwickeln. In erster Näherung gilt für einen Punktkern mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu}_I$

$$\vec{A} = \vec{\mu}_I \times \vec{r} / r^3$$

Damit gilt für die Wechselwirkungsenergie

$$A_{\text{magn}} = - \int \frac{(\vec{\mu}_I \times \vec{r}) \cdot \vec{j}}{r^3} d\tau = - \int \frac{\vec{\mu}_I \cdot (\vec{r} \times \vec{j})}{r^3} d\tau$$

Die Größe $\int \frac{\vec{r} \times \vec{j}}{r^3} d\tau$ ist das Magnetfeld am Ort des Kernes $\vec{H}(0)$ und für einen magnetischen Punktdipol erhält man daraus die bekannte Beziehung für die Wechselwirkungsenergie

$$A_{\text{magn}} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}(0) = -g_I \vec{I} \cdot \vec{H}(0) \quad (1)$$

Wenn der Kernmagnetismus nicht punktförmig am Ursprung ist, so gilt für die Wechselwirkungsenergie

$$A_{\text{magn}} = - \int \vec{\mu}_I(\mathbf{r}) \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) d\tau$$

Ist das Magnetfeld unabhängig von $\mathbf{r}$, also homogen, so läßt sich die Integration ausführen und man erhält wieder Gleichung. (1). Ist das Magnetfeld H von außen angelegt, so ist es sicher in guter Näherung homogen über dem Kernvolumen, entsteht das Feld durch die Bahnbewegung eines Elektrons, so ist die Annahme der Homogenität sicher ebenfalls gerechtfertigt. Fermi (Fer 30) hat die Energie eines Elektrons mit Spin $\vec{S}$ und Bahndrehimpuls $\vec{L}$ und gyromagnetischem Faktor g im Coulombfeld eines Kerns mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu}_I$ berechnet. Er erhält

$$\mathcal{K} = g\mu_B \left(\vec{\mu}_I \frac{8\pi}{3} \delta(\vec{r}) \cdot \vec{S} + \frac{\vec{L}}{r^3} + \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{S}) \cdot \vec{r} - r^2 \vec{S}}{r^5} \right)$$

Für ein s-Elektron verschwinden der zweite und dritte Term, die die klassische Wechselwirkung des kreisenden und spinnenden Elektrons mit dem Kern beschreiben. Für ein s-Elektron bleibt also eine Wechselwirkungsenergie

$$\mathcal{K} = \frac{8\pi}{3} g\mu_B \delta(\mathbf{r}) \vec{\mu}_I \vec{S}$$

Berechnet man den Erwartungswert dieses Ausdruckes zwischen Schrödingerwellenfunktionen ψ , so erhält man

$$A = -\vec{\mu}_K \cdot \frac{8\pi}{3} \mu_B |\psi(0)|^2 \langle \vec{S} \rangle = -\vec{\mu}_K \cdot \vec{H}_{\text{Kontakt}}$$

mit dem "Fermischen Kontaktfeld"

$$\vec{H}_{\text{Kontakt}} = \frac{8\pi}{3} \mu_B |\psi(0)|^2 \langle \vec{S} \rangle \quad (2)$$

Dieses Feld ist sicher nicht homogen über dem Kernradius.

Die Radialabhängigkeit des Kontaktfeldes ist gleich derjenigen der Spindichte eines s-Elektrons und daher nicht konstant über dem Kernradius. Wenn die Kernmagnetisierung nicht punktförmig am Ursprung konzentriert ist, so ergibt sich für die Wechselwirkungsenergie eines ausgedehnten Kernes in einem inhomogenen Feld eine Korrektur (BohW 30)

$$A_{\text{ausged.}} = A = A_{\text{Punkt}}(1-\epsilon) = A_0(1-\epsilon) \quad (3)$$

Für das Verhältnis der Wechselwirkungskonstanten zweier Kernzustände 1 und 2 folgt:

$$\begin{aligned} \frac{A_1}{A_2} &= R(A) = \frac{A_0^1(1-\epsilon^1)}{A_0^2(1-\epsilon^2)} = \frac{g_1^H(1-\epsilon^1)}{g_2^H(1-\epsilon^2)} = \frac{g_1}{g_2} \frac{1-\epsilon^1}{1-\epsilon^2} \\ &= R(g) \frac{1-\epsilon^1}{1-\epsilon^2} \quad R(g)(1-\epsilon^2-\epsilon^1) \end{aligned}$$

Man definiert die experimentell zugängliche Größe $I_{\Delta}^2 = 1 - R(A)/R(g)$, die als Hyperfeinanomalie bezeichnet wird. Diese Definition ist so gewählt, daß in einem homogenen Feld die Wechselwirkungsenergie gleich ist für einen punktförmigen und einen ausgedehnten Kern. Für ein externes Feld, das über dem Kernradius stets als konstant angesehen werden kann, gilt daher

$$R(A_{\text{extern}}) = \frac{g_1^H}{g_2^H} = R(g)$$

Die Hyperfeinanomalie I_{Δ}^2 ist mit der ϵ -Korrektur verknüpft durch

$$I_{\Delta}^2 = \epsilon^2 - \epsilon^1$$

Der Unterschied zwischen dem Verhältnis der A-Faktoren und der g-Faktoren von Grundzuständen wurde bereits seit langem durch den Vergleich von Atomstrahluntersuchungen, die im allgemeinen die A-Faktoren messen, mit Messungen der Kern-

resonanz, die g-Faktoren im äußeren Feld mißt, beobachtet (MILK 40, Bit 49). Der Effekt wird auch in der Hyperfeinstruktur müonischer Atome beobachtet (EhrF 66). Da die Wellenfunktion eines Müons in einer 1s-Bahn ihr Maximum innerhalb des Kernes hat, ist der Gradient der Spindichte wesentlich größer als in Elektronenatomen und die beobachteten Anomalien können die Größenordnung 1 erreichen.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist es, den Unterschied in der räumlichen Verteilung des Kernmagnetismus zwischen Grund- und angeregten Zuständen des gleichen Kernes in Elektronenatomen zu messen. Als Meßmethode wurden Mössbauermessungen gewählt. Über erste Untersuchungen dieser Art an ^{57}Fe berichteten Grodzins und Blum (GroB 64). Eine spätere Analyse ihrer Arbeit zeigt, daß der ursprünglich gefundene kleine Effekt durch eine nicht berücksichtigte Korrektur innerhalb der Meßfehler lag (Per 70). Vorläufige Resultate der vorliegenden Arbeit am ^{151}Eu (CreH 69) und die Resultate an ^{193}Ir von Perlow und Mitarbeitern (PerH 69) erschienen gleichzeitig.

Im Abschnitt II werden die a) kernphysikalischen und b) festkörperphysikalischen Voraussetzungen einer solchen Messung diskutiert. Abschnitt III beschreibt kurz die experimentelle Anordnung und IV gibt die Ergebnisse. In Abschnitt V werden die kern- und festkörperphysikalischen Aspekte der Ergebnisse diskutiert und mit Modellrechnungen verglichen.

IIa. KERNPHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welche kernphysikalischen Voraussetzungen erfüllt sein müssen, damit die ϵ -Korrektur möglichst groß wird. Wir betrachten zur Klärung dieser Frage als Modell ein Proton auf einer Kreisbahn vom Radius R_0 . Der Protonspin liefert einen Beitrag zur Wechselwirkungsenergie der Größe $A_s = -\vec{H}(R_0) \cdot \vec{\mu}_s$, der von der Größe des Feldes am Ort des Protons abhängt. Der Beitrag der Bahnbewegung, A_l , ist dagegen gleich der Energie eines Kreisstromes und hängt daher ab vom mittleren Feld über der Bahn. Die exakten Ausdrücke für die Wechselwirkungsanteile hat Sörensen (Sör 67) nichtrelativistisch berechnet. Er erhält für den Spinanteil die Wechselwirkungsenergie

$$\begin{aligned} A_s &= -\int \vec{\mu}_s(\mathbf{r}) \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) d\tau \\ &= -\frac{8\pi}{3} \mu_K \mu_B g_s \left\{ \int d\tau \psi_{M=1}^* \left[S_z |\psi_e|^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{3zx}{2r^2} \vec{S}_x + \frac{3xy}{2r^2} \vec{S}_y + \frac{3z^2 - r^2}{2r^2} \vec{S}_z \right) (|\psi_e|_{av}^2 - |\psi_e|^2) |\psi_{M=1}| \right] \right\} \end{aligned} \quad (4a)$$

Für den Bahnanteil ergibt sich

$$\begin{aligned} A_l &= -\int \vec{\mu}_l(\mathbf{r}) \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) d\tau \\ &= -\frac{8\pi}{3} \mu_K \mu_B g_l \int d\tau \psi_{M=1}^* \vec{L}_z |\psi_e|_{av}^2 \psi_{M=1} \end{aligned} \quad (4b)$$

Hier bedeuten μ_K = Kernmagneton, μ_B = Bohrsches Magneton, g_s , g_l = Spin- und Bahn-g-Faktor des Kernes. Als wesentliches Ergebnis findet Sörensen: während das Spinmoment die Elektronenspindichte am Ort des Protons mißt, sieht das Bahnmoment das Mittel der Elektronenspindichte über das Volumen innerhalb der Bahnbewegung. Eine Prinzipskizze in Figur 1 macht die Verhältnisse deutlich. Man erwartet daher für den Fall des Spinmagnetismus eine größere Anomalie als für Bahnmagnetismus, da der Spin die Wechselwirkung in größerem Abstand vom Ursprung mißt als

das Bahnmoment und daher größere Abweichungen von punktförmiger Wechselwirkung zu erwarten sind als beim Mittel über die Bahn.

Anhand der Arbeit von Bohr und Weisskopf (BohW 50) wird nun die Berechnung der Größe ϵ nachvollzogen. Mit der Nomenklatur von Gleichung (3) ergibt sich für ϵ

$$\epsilon = (A_{os} - A_s)/A_{os} + (A_{ol} - A_l)/A_{ol}$$

Die Indizes s und l bezeichnen Spin- und Bahnanteil der Wechselwirkung. Im Folgenden werden Spin- und Bahnbeitrag zu Wechselwirkungsenergie getrennt behandelt.

Bezeichnet man mit s den Spinbeitrag zum Gesamtdrehimpuls des Kernes, $M(R)$ die Magnetisierungsichte, g_s den Spin-g-Faktor, $F(r)$ und $G(r)$ die radialen Wellenfunktionen der Dirac-Gleichung und R_o den Kernradius, so gilt für den Spinanteil der Wechselwirkungsenergie (BohW 50, G1(5))

$$A_s = \frac{16\pi}{3} e g_s \int_K d\tau_R M(R) s_z \cdot \int_{R_o}^{\infty} F(r) G(r) dr$$

wobei R die Kernkoordinaten und r Elektronenkoordinaten bezeichnet. Die Integration über die Elektronenkoordinaten erstreckt sich von R_o bis ∞ , da das Vektorpotential des Kernes im Inneren verschwindet. Für A_o setzen Bohr und Weisskopf denselben Ausdruck mit $R_o \rightarrow 0$ und denselben Wellenfunktionen $F(r)$ und $G(r)$. Mit

$$A_{os} = \frac{16\pi}{3} e g_s \int_K d\tau_R M(R) s_z \cdot \int_o^{\infty} F(r) G(r) dr$$

erhält man

$$\begin{aligned} K_s &= \left(\int_o^{\infty} F(r) G(r) dr - \int_{R_o}^{\infty} F(r) G(r) dr \right) / \int_o^{\infty} F(r) G(r) dr \\ &= \int_{R_o}^{\infty} F(r) G(r) dr / \int_o^{\infty} F(r) G(r) dr \end{aligned} \quad (5)$$

Für den Bahnanteil A_l erhalten Bohr und Weisskopf

$$A_l = \frac{16\pi}{3} e g_l \int_K d\tau_R W(R)_l \int_{R_0}^{\infty} F(r) G(r) dr + \int_0^{R_0} \frac{r^3}{R^3} F(r) G(r) dr$$

$W(R)$ ist in diesem Fall durch die Bahnbewegung eines Teilchens verursacht. Hat das Teilchen die Wellenfunktion $\phi(R)$, so gilt $W(R) = |\phi(R)|^2$, ferner folgt $g_l = \frac{ze}{2Mc}$. Für $R_0 \rightarrow 0$ in den Integralen über die Elektronenkoordinaten folgt

$$A_{l0} = \frac{16\pi}{3} e g_l \int_K d\tau_R W(R)_l \int_0^{\infty} F(r) G(r) dr.$$

Damit berechnet man

$$K_l = \int_0^{R_0} \left(1 - \frac{r^3}{R^3}\right) F(r) G(r) dr / \int_0^{\infty} F(r) G(r) dr \quad (6)$$

Im Inneren des Kernes werden die $F(r)$ und $G(r)$ nun aus der Diracgleichung mit dem Potential einer homogen geladenen Kugel berechnet, außerhalb mit einem Coulombpotential.

Zur Berechnung der Korrektur ϵ müssen nun die K_s und K_l mit den relativen Spin- und Bahnbeiträgen zum magnetischen Moment, α_s und α_l , gewichtet werden.

Die Größe ϵ läßt sich dann als Summe eines Bahn- und eines Spinanteils schreiben (BohW 50)

$$\epsilon = \epsilon_s + \epsilon_l = K_s \alpha_s + K_l \alpha_l \quad (7)$$

Die Größen K_s und K_l enthalten die Informationen über die elektronische Spindichte; α_s und α_l beschreiben die Spin- und Bahnbeiträge zum magnetischen Moment des Kernzustandes.

Im Abschnitt IV werden die $\alpha_{s,l}$ mit Hilfe spezieller Kernmodelle näher untersucht.

Die Frage, für welche Kernzustände große Werte von ϵ zu erwarten sind, läßt sich nun klarer beantworten. Für die $I = \ell - 1/2$ Protonenzustände haben μ_s und μ_ℓ , damit auch α_s und α_ℓ umgekehrtes Vorzeichen. Das recht kleine magnetische Moment solcher Zustände entsteht also dadurch, daß sich μ_s und μ_ℓ und dann auch α_s und α_ℓ fast kompensieren, wodurch solche Konfigurationen sehr empfindlich auf die Unterschiede in $K_s \alpha_s$ und $K_\ell \alpha_\ell$ sind. Zustände mit großem α_s lassen auch große Werte von ϵ erwarten. Im Rahmen des Schmidt-Schüler-Modells lassen sich $\alpha_{\ell,s}$ einfach berechnen (Kop 58)

$$\alpha_s = \frac{g_s}{g_I} \frac{g_I - g_s}{g_s - g_\ell} \quad \text{und} \quad \alpha_\ell = \frac{g_\ell}{g_I} \frac{g_s - g_I}{g_s - g_\ell}$$

Große Werte von α_s und damit ϵ findet man für $I = \ell - 1/2$ Zustände, speziell $d_{3/2}$ -Teilchen. Für diese Zustände kompensieren sich μ_s und μ_ℓ fast völlig, was der Schmidt-Wert für μ_I von $0.126 \mu_K$ beweist. Stimmt das magnetische Moment eines Kernes mit diesem Wert überein, so wird er durch das Schmidt-Modell so gut beschrieben, daß die obige Argumentation zutrifft und man große Werte für ϵ erwarten kann. Kerne, die diese Bedingung erfüllen, sind z.B. ^{193}Ir , ^{191}Ir , ^{197}Au .

I Ib. FESTKÖRPERPHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Für einen gegebenen Kernzustand wird die meßbare Anomalie um so größer sein, je größer der Gradient des Hyperfeinfeldes ist. Es ist daher wichtig, Substanzen zu finden, die ein Feld mit möglichst großem Gradienten produzieren.

Felder mit merklichen Gradienten sind nur zu erwarten, wenn sie durch eine endliche s-Elektronenspindichte hervorgerufen werden. Ein Magnetfeld entsteht dann nach Gleichung (2) durch den fermischen Kontaktanteil im Ausdruck für die Wechselwirkung eines Elektrons im Coulombfeld eines Kernes

mit magnetischem Moment $\vec{\mu}_K$ (Fer 30). Dieser Fall liegt z.B. in freien Alkaliatomen vor, deren Felder durch ein einzelnes s-Elektron hervorgerufen werden. Zweitens gibt es den Fall, daß durch Polarisierung der voll besetzten s-Rumpfelektronenschalen durch die polarisierten Elektronen unaufgefüllter Schalen z.B. der 3d-, 4f- oder 5d-Elemente (Core-Polarisation, Ste 52) eine endliche s-Elektronenspindichte am Kernort erzeugt wird. Drittens werden in magnetisch geordneten Metallen auch die Leitungselektronen durch polarisierte Elektronen unaufgefüllter Schalen polarisiert und erzeugen damit, falls es sich um s-Elektronen handelt, ein inhomogenes Feld am Kernort.

Um diese Voraussetzungen zu erfüllen, ist also ein Kern auszuwählen, der ein Mössbauerniveau besitzt und der im Festkörper eine Hülle etwa mit halb gefüllter 3d- oder 4f-Schale besitzt. Solche Ionen haben im schwachen Kristallfeld nach der Hundschen Regel Zustände $(2l+2)S_{(2l+1)/2}$ und in ionischen Verbindungen besitzen sie, wenn überhaupt, Felder, die hauptsächlich durch Core Polarisierung hervorgerufen werden. Eine weitere Möglichkeit bilden Ionen am Ende einer Reihe von Übergangselementen. Sie haben 1S_0 -Grundzustände und beim Einbau in eine Fe- oder Gd-Umgebung kann man erwarten, durch Core Polarisierung brauchbare Felder zu erzeugen. Für Mössbauer-Untersuchungen bieten sich hier ^{57}Fe oder ^{151}Eu und ^{153}Eu und ^{171}Yb aus der zweiten Gruppe an.

Zur Messung der g-Faktoren braucht man ein homogenes Feld, z.B. das externe Feld eines Supramagneten. Mössbaueruntersuchungen im externen Feld sind, von technischen Schwierigkeiten abgesehen, auf Sonderfälle beschränkt, da man zum Aufspalten einer Hyperfeinstruktur, von wenigen Ausnahmen abgesehen, Felder von einigen hundert kOe braucht. Da für diese Arbeit ein externes Feld nicht zur Verfügung stand, mußte nach einer Substanz gesucht werden, die ein Hyperfeinfeld mit möglichst geringem Beitrag durch s-Elektronen besitzt. Hier kommen Ionen infrage, denen gerade ein Elektron an einer abgeschlossenen Schale fehlt. Solche Ionen haben nach der Hundschen Regel den Grundzustand

$^2L_{(2L+1)/2}$ und das Hyperfeinfeld wird, bis auf kleine Korrekturen, durch das große Bahnmoment erzeugt, wobei 3d-Ionen ausscheiden, weil bei ihnen durch die im Vergleich zur Kristallfeldwechselwirkung schwache Spin-Bahn-Kopplung das Bahnmoment "gequenchet" ist. Betrachtet man als Modell für diesen Fall wieder einen Kreisstrom, so sollte das Feld im Inneren homogen sein. Eine solche Möglichkeit bietet das Eu^{3+} im Europium-Eisen-Granat (EuIG). Das 3-wertige Europium hat sechs 4f-Elektronen; (die Hundsche Regel liefert dann) einen Grundzustand 7F_0 , der wegen $J = 0$ kein Feld am Kern erzeugt. Im EuIG liegen die nächsten Kristallfeldzustände mit $J=1,2$ bereits bei ca. 480 °K und 1330 °K (Gob 37, VVl 47). Das Austauschfeld der Eisennachbarn mischt dem 7F_0 Grundzustand Anteile dieser angeregten Konfigurationen $^9F_J, J \geq 1$ bei. Wolf und Van Vleck (WolV 60) konnten zeigen, daß dieser Mechanismus die gemessene Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung im EuIG erklärt. Gilat und Nowik (GilN 63) haben damit das effektive Feld am Eu im EuIG berechnet. Sie finden ein Feld von ca. +700 kOe, das aufgrund des beschriebenen Mechanismus durch das beigemischte Bahnmoment erzeugt wird und damit über dem Kernradius homogen sein sollte. Berücksichtigt man einen kleinen Beitrag durch Core Polarisation, der von Freeman und Watson (FreW 62) für die Seltenen Erden auf $-95 < s > \text{kOe}$ abgeschätzt wurde ($\langle s \rangle = (g_J - 1)$), so erhält man zusätzlich mit $\langle s \rangle (\text{EuIG}) = 0.7 H_{\text{CP}} \approx -65 \text{ kOe}$. Das ergibt eine recht gute Übereinstimmung mit dem im EuIG gemessenen Feld von ca. +600 kOe (StaH 68).

In einer ionischen zweiwertigen Europiumverbindung EuO oder EuS findet man Felder von ca. -325 kOe, die praktisch nur durch Core Polarisation verursacht sein sollten, im EuIG ein fast homogenes Feld von +600 kOe. Die Größe dieser Felder sollte selbst bei ungünstigen Kerndaten einen meßbaren Wert für die Anomalie ergeben. Damit scheinen Untersuchungen am 22 keV-Übergang im ^{151}Eu und am 103 keV-Übergang im ^{153}Eu sinnvoll. Die optimalen kernphysikalischen Voraussetzungen aus Abschnitt IIa erfüllt keiner dieser Zustände.

Ein weiteres Ion, das diese Bedingung erfüllte, ist das Yb^{3+} im $\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. Das 3-wertige Yb hat 13 4f-Elektronen, Grundzustand $^2\text{F}_{7/2}$ und man mißt im $\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ bei 4.2 °K ein Feld von (Hen 65) $H_{\text{eff}} = 2.85 \cdot 10^6$ Oe. Da ^{171}Yb Mössbauerniveaus bei 66.7 und 75.9 keV besitzt, schien das Ytterbium ein geeigneter Fall. Ein Feld, das praktisch nur durch Core Polarisierung entsteht, erhält man in der intermetallischen Verbindung $\text{Yb}_6\text{Fe}_{23}$. Leider hat dieses Feld eine Größe von nur 258(10) kOe (GorC 70). Für eine Mössbaueruntersuchung wäre das 67 keV-Niveau am geeignetsten, weil die Quelle, ^{171}Tm , relativ einfach durch Neutronenaktivierung von ^{170}Er hergestellt werden kann. Dieses Niveau hat Spin 3/2, Grundzustandsspin 1/2, Verhältnis der g-Faktoren $g_a/g_g = 0.237$ (Hen 65). Der Übergang hat die Multipolarität M1 mit einem E2-Anteil von ca. 30%. Die Messungen am $\text{YbCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ zeigten, daß die 8 möglichen Hyperfeinstrukturkomponenten selbst bei $2.8 \cdot 10^6$ Oe noch stark überlappen (Hen 65), außerdem ist ihre Einhüllende eine Kurve, die einer Lorentzkurve ähnlich ist, so daß bei 260 kOe eine Messung des g-Faktor-Verhältnisses unmöglich ist. Perlow und Mitarbeiter (PerH 69) haben, da sie in einem externen Magnetfeld experimentieren konnten, die kernphysikalisch aussichtsreicheren Untersuchungen am ^{191}Ir und ^{193}Ir durchgeführt (PerH 69, Per 70).

III. EXPERIMENTELLES UND AUSWERTUNG

Bei den Mössbauermessungen wurde die Transmission der γ -Quanten durch den Resonanzabsorber als Funktion einer zusätzlich eingeführten Dopplerverschiebung zwischen Quelle und Absorber in den aufeinanderfolgend geöffneten Kanälen eines Vielkanalanalysators gemessen. Zur Erzeugung des sinusförmigen Verlaufes der Dopplergeschwindigkeit wurde ein gegengekoppeltes Doppellautsprecheresystem (Kan 65) benutzt. Das Referenzsignal wurde entweder mit einem RC-Generator der Firma OPTIMATION INC., dessen Klirrfaktor kleiner als 0.01% und dessen Frequenzstabilität besser als 0.001% war oder mit einem digitalen Sinusgenerator erzeugt, in dem zu jeder gesetzten Adresse des Vielkanalanalysators der entsprechende Sinuswert mit einer Genauigkeit von 10^{-4} aus Widerstandsketten erzeugt wird. Die entstehenden Stufen wurden mit Hilfe von Kondensatoren geglättet. Die Übereinstimmung des Bewegungsverlaufes mit dem Sollsignal war bei allen Messungen besser als 1%. Zur Fortschaltung des Vielkanals diente bei dem RC-Generator ein zweiter Hochfrequenzgenerator, wobei die Reproduzierbarkeit der Kanalzuordnung bei aufeinanderfolgenden Zyklen besser als 1/10 Kanal war. Beim digitalen Gerät existiert diese Schwierigkeit nicht. Mit beiden Geräten wurden Spektren gemessen, wobei sich Unterschiede außerhalb der statistischen Fehler nicht ergaben. Alle Messungen mußten bei der Temperatur des flüssigen Heliums in einem Badkryostaten ausgeführt werden. Der Antrieb blieb dabei außerhalb des Kryostaten auf Raumtemperatur. Die Bewegung wird durch ein dünnwandiges Edelstahlrohr von 12 mm $\varnothing$, das durch eine Membranfeder am unteren Ende geführt ist, auf die Quelle übertragen. Bei den Messungen am ^{151}Eu und ^{153}Eu konnten wegen der einfachen γ -Spektren (Fig. 2) NaJ(Tl)-Detektoren verwandt werden. Für die Testmessungen am 66.7 keV-Zustand im ^{171}Yb war ein Li gedrifteter Germaniumdetektor nötig, um Röntgenlinien, 66.7 keV und die von der Quelle ebenfalls emittierte 84 keV Strahlung des ^{170}Yb zu trennen.

Als Quelle für das ^{151}Eu steht das trägerfreie Nuklid ^{151}Sm kommerziell zur Verfügung, das als Sm_2O_3 eine gegenüber der natürlichen Halbwertsbreite um einen Faktor 2 verbreiterte Mössbauerlinie liefert. Für die Messungen am 103 keV-Zustand im ^{153}Eu wurden durch Neutronenbestrahlung von ca. 500 mg natürlichem Sm_2O_3 während 20 h bei ca. $8 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ Quellen von ca. 12 mCi hergestellt, wobei etwa 80% der Zerfälle über das 103 keV-Niveau gehen. Die Halbwertszeit des den Mössbauerzustand bevölkernden β -Strahles ^{153}Sm von 47 h beschränkt jedoch die Meßzeit empfindlich. Um die starken verfügbaren Quellen voll ausnutzen zu können, wurde auf die Energieanalyse weitgehend verzichtet, sondern aus dem Spektrum der Anodenimpulse des Photoelektronenvervielfachers wurden mit einem schnellen Diskriminator alle Impulse oberhalb der Röntgenlinien in den Analysator eingezählt. Damit war die Zählrate nur durch die Grenzfrequenz des Vielkanalanalysators von 10 MHz beschränkt. Als Absorber wurden EuIG, EuS, EuO und Eu-Metall benutzt. Die EuIG-Absorber wurden aus zermahlenen Einkristallen hergestellt, die teilweise geringe Verunreinigungen von dreiwertigem Europiumoxid enthielten. Der Eu-Metall-Absorber bestand aus einer Folie von ca. 30 mg/cm^2 Massenbelegung. Zur Herstellung wurde destilliertes Metall von 99.9% Reinheit in der Argonatmosphäre eines Lichtbogenofens mit gekühlter Wolframelektrode mehrmals geschmolzen, um oberflächliche Oxidverunreinigungen zu beseitigen. Anschließend wurde unter Argonatmosphäre eine Folie gewalzt. Die möglichen geringen Verunreinigungen der Oberfläche ließen sich durch Abziehen mit einer Rasierklinge leicht entfernen, so daß eine metallisch saubere Folie blieb. Das Mössbauerspektrum zeigte, daß in der Probe geringe Verunreinigungen mit zweiwertigem Europiumoxid anwesend waren, die bei der Auswertung leicht berücksichtigt werden konnten, ohne Unsicherheiten zu verursachen.

Die EuS- und EuO-Proben wurden von Herrn Dr. Zinn, Forschungslabor der Siemens-Halske AG, München, zur Verfügung

gestellt. Das EuS wird chemisch durch Glühen von Eu-Oxalat im H_2S -Strom hergestellt, das EuO durch Elementsynthese durch die Reaktion von metallischem Europium mit Sauerstoff. Beide Proben enthielten geringe Verunreinigungen von Eu_2O_3 , das sich im Spektrum durch eine zusätzliche Linie bei $v=0$ bemerkbar macht. Die EuO-Probe konnte nur einmal verwandt werden, da durch das Abkühlen und Erwärmen der Eu_2O_3 -Anteil sehr vergrößert wurde. Die intermetallische Verbindung Yb_6Fe_{23} wurde durch pulvermetallurgische Verfahren und Glühen bei hohem Druck von Herrn Dr. Goretzki vom MPI für Metallforschung hergestellt. Die $YbCl_3 \cdot 6H_2O$ Probe ist chemisch leicht herzustellen.

Zur Auswertung der Spektren wurden mit Hilfe eines "least squares fit"-Programms Summen von Lorentzlinien an die gemessenen Punkte angepaßt. Dies ist eine zuverlässige Näherung, da die Absorber stets dünn waren. Zusätzlich wurde die Absorberdicke variiert, was nur einen Einfluß auf die gemessene Linienbreite hatte. Die Ergebnisse für ^{151}Eu sind in Tabelle 1a, die für ^{153}Eu in Tabelle 1b zusammengestellt. Voraussetzung war dabei stets, daß magnetische und elektrische Wechselwirkung gleichzeitig diagonal sind. Nimmt man außerdem an, daß die Feldgradienten rotations-symmetrisch zur Quantisierungsachse sind, so ergeben sich die Energien der Hyperfeinübergänge aus der Gleichung

$$\begin{aligned}
 E_{g-22} = & E_0 + \delta(i) + g_g \mu_K H_{eff}(i) (m_g - \frac{g_{22}}{g_g} m_{22}) \\
 & + \frac{eQ_g V_{zz}(i)}{4I_g(2I_g-1)} \cdot (3m_g^2 - I_g(I_g+1) - \frac{4I_g(2I_g-1)}{4I_{22}(2I_{22}-1)} \\
 & \cdot \frac{Q_{22}}{Q_g} [3m_{22}^2 - I_{22}(I_{22}+1)]) \quad (8)
 \end{aligned}$$

E_0 ist dabei der Schwerpunktsabstand zwischen Grund- und angeregtem Zustand, der Index i steht für die Gitterplätze C_1 und C_2 im EuIG (Stah 68), δ ist die Isomerieverschiebung, H_{eff} das Magnetfeld und V_{zz} der Feldgradient am Kern, g_{22} und g_g sind die g -Faktoren, m_{22} und m_g die magnetischen

Quantenzahlen, I_{22} und I_g die Spins und Q_{22} und Q_g die spektroskopischen Quadrupolmomente von 22 keV- und Grundzustand.

Diese Annahme ist streng erfüllt, wenn der Feldgradient a) rotationssymmetrisch und b) parallel zu H_{eff} ist. Sie ist eine gute Näherung, wenn die magnetische Wechselwirkung groß ist gegen die Quadrupolwechselwirkung. Im Fall eines Magnetfeldes, das nur durch Core Polarisation entsteht, ist der elektrische Feldgradient ohnehin stets klein, was die Messungen bestätigen. Im Fall von EuIG sind die elektrischen und magnetischen Kopplungskonstanten bekannt (StaH 68) und erfüllen die obige Bedingung gut. Eicher (Eic 64) hat gezeigt, daß H_{eff} und der elektrische Feldgradient in sehr guter Näherung parallel sind. Die Kristallsymmetrie der C_1 - und C_2 -Plätze ist nahezu kubisch, so daß V_{zz} auch in guter Näherung rotationssymmetrisch ist. Eine gewisse Komplikation wird im EuIG dadurch verursacht, daß das Europium zwei magnetisch inäquivalente Gitterplätze besetzt, deren Magnetfeld, Feldgradient und Elektronendichte sich geringfügig voneinander unterscheiden. Hier waren also stets 2 übereinanderliegende Spektren zum Übergang $I_a=7/2 \rightarrow I_g=5/2$ im ^{151}Eu und $I_a=5/2 \rightarrow I_g=3/2$ im ^{153}Eu anzupassen. Sehr aufwendig werden diese Rechnungen im ^{153}Eu . Wie das Niveauschema des Kernes (LedH 67) zeigt, ist der vorherrschenden 103 keV M1-Strahlung ein geringer Anteil mit E2-Charakter beigemischt. Zusätzlich wird durch den β -Zerfall des ^{153}Sm auch das 97 keV Mössbauerniveau schwach bevölkert. Da die Linienbreite dieses Zustandes infolge der geringen Lebensdauer rund um einen Faktor 20 größer ist als die des 103 keV Zustandes, liefert dieser Anteil im EuIG-Spektrum einen strukturellen konstanten Untergrund. Die Anpassung liefert für diesen Beitrag verschwindende Intensität. Im ^{153}EuS -Spektrum verursacht dieser Übergang jedoch, wie Fig. 8 zeigt, infolge der geringen Aufspaltung eine zusätzliche Linie. Die reduzierte Fehlerquadratsumme χ^2 der Anpassung war unabhängig davon, ob nur eine Lorentzkurve

oder eine unaufgelöste Hyperfeinstruktur mit dem von Atzmony und Mitarbeitern (Atz0 66) angegebenen g-Faktorverhältnis von $g_{97}/g_g = 2.1$ (die Messung von Atzmony und Mitarbeitern läßt auch einen Wert $g_a/g_g = -0.34$ zu) angepaßt wurde. Die Rechnungen ergaben außerdem außerhalb der statistischen Fehler keinen merklichen Beitrag der E2-Beimischung in den Spektren des ^{153}Eu .

Zur Prüfung der Stabilität des Fitminimums wurden in zusätzlichen Anpassungen die g-Faktorverhältnisse um den Betrag der Anomalie abgeändert und diese Werte (Bestfitwert aus dem Granat im Sulfid und Bestfitwert aus dem Sulfid im Granat) festgehalten. Der damit erhaltene Fit liefert eine reduzierte Fehlerquadratsumme, die um ca. 50% der des Bestfitwertes größer ist.

IV. ERGEBNISSE

Die Ergebnisse der verschiedenen Messungen am 22 keV-Zustand des ^{151}Eu und des 103 keV-Zustandes im ^{153}Eu sind in den Tabellen Ia und Ib zusammengestellt, repräsentative Spektren zeigen die Figuren 3 mit EuIG als Absorber, 4 mit EuS und 5 mit EuO. Mit der Nomenklatur aus Abschnitt I erhält man nach Abschnitt 2b für das ^{151}Eu aus den Messungen im EuIG

$$R(g)^{151}\text{Eu} = \frac{g_{22}}{g_g} = 0.5332(4) \quad \text{EuIG}$$

und aus den Messungen im EuS und EuO übereinstimmend

$$R(A^c)^{151}\text{Eu} = \frac{A^c_{22}}{A_g} = 0.5376(4) \quad \text{EuS, EuO}$$

Eine Fehlerbetrachtung befindet sich am Schluß der Arbeit.

Mit diesen Werten berechnet man für die Hyperfeinanomalie einen Wert von $o_{\Delta}^{22} = 1 - R(A^s)/R(g) = -0.83(8)\%$. Da nach Abschnitt 2b das effektive Feld im EuIG nicht nur durch den Bahnbeitrag entsteht sondern ein durch Core Polarisations verursachter Beitrag von ca. -65 kOe vorhanden ist, vermindert sich die wirkliche Anomalie um etwa 3% ihres Wertes. Diese Korrektur läßt sich folgendermaßen abschätzen: da die Radialabhängigkeit aller s-Wellenfunktionen in sehr guter Näherung gleich ist, ist der prozentuale Abfall der Spindichte über dem Kernradius gleich für das Core Polarisationsfeld im EuS von ca. -325 kOe und im EuIG von -65 kOe. Die absolute Änderung beträgt aber im Granat nur ca. 3% derjenigen im EuS und hat außerdem umgekehrtes Vorzeichen. Mithin erhält man als endgültigen Wert für die Hyperfeinanomalie zwischen dem Grund- und 22 keV-Zustand im ^{151}Eu für ein Core Polarisationsfeld

$$o_{\Delta}^{22}(^{151}\text{Eu}) = -0.81(8)\%.$$

Zusätzlich zu den Messungen im EuS und EuO wurde ein Euro-

piummetallabsorber untersucht. Ein Spektrum zeigt Fig. 6. Abweichend von den Ergebnissen in ionischen zweiwertigen Verbindungen ergibt sich hier

$$R(A^M) = 0.5351(5)$$

Der Fehler ist hier größer, da das Metallspektrum (Fig. 6) durch Oxidverunreinigung ein überlagertes EuO-Spektrum von ca. 10% der Intensität des Metallspektrums enthielt. Die Anpassung ergab außerhalb des statistischen Fehlers keinen meßbaren elektrischen Feldgradienten.

Damit errechnet man im Eu-Metall eine Anomalie von

$$^o\Delta_M^{22} = 1 - \frac{R(A^M)}{R(g)} = -0.52(8)\%$$

Dieser Wert bedeutet, daß der Gradient des Magnetfeldes im Metall kleiner ist als im ionischen Festkörper. Die Ursachen werden im Weiteren diskutiert.

Völlig analog verlaufen die Messungen am 103 keV-Zustand des ^{153}Eu im EuIG und im EuS. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1b zusammengestellt, Spektren zeigen die Figuren 7 und 8.

Aus diesen Messungen im EuIG folgt entsprechend

$$R(g) \text{ } ^{153}\text{Eu} = \frac{g_{103}}{g_g} = 2.222(6)$$

und im EuS

$$R(A^c) \text{ } ^{153}\text{Eu} = \frac{A_{103}}{A_g} = 2.182(14)$$

Damit erhält man im ^{153}Eu eine Hyperfeinanomalie von

$$^o\Delta^{103} = +1.8(8)\%.$$

Eine Messung im Eu-Metall ist in diesem Fall unmöglich,

da die Debeye-Temperatur des Metalls von ca. 100 °K (Gsc 61) zu gering ist, um bei der hohen γ -Energie noch auswertbare Spektren zu messen.

V. DISKUSSION

Bohr und Weisskopf (BohW 50) haben die Größen K_s und K_l aus Gleichung (7) mit Hilfe von Diracwellenfunktionen durch numerische Auswertung die Gleichungen (5) und (6) berechnet. Der Kern wurde dabei als homogen geladene Kugel von Radius $R_0 = 1.5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ cm angenommen. Im nicht-relativistischen Fall tragen nur $s_{1/2}$ -Zustände zur Anomalie bei, da die Elektronenwellenfunktionen mit $l=0$ am Ursprung verschwinden. In schweren Kernen können auch $p_{1/2}$ -Zustände, im relativistischen Fall, Beiträge zu ϵ liefern. Diese Rechnungen ergeben

$$K_s = b \langle R^2/R_0^2 \rangle, \quad K_l = 0.62b \langle R^2/R_0^2 \rangle$$

$\langle R^2/R_0^2 \rangle$ ist dabei über die Verteilung des Kernmagnetismus zu mitteln. Wenn der Kernmagnetismus uniform über das Volumen verteilt ist, ergibt sich $\langle R^2/R_0^2 \rangle = 3/5$, für den anderen Grenzfall, daß das Moment nur über die Oberfläche verteilt ist, erhält man $\langle R^2/R_0^2 \rangle = 1$. Realistische Werte liegen etwa in der Größenordnung $\langle R^2/R_0^2 \rangle \approx 0.8$. Die Koeffizienten b sind in der Arbeit von Bohr und Weisskopf für $R_0 = 1.5 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ cm für $s_{1/2}$ - und $p_{1/2}$ -Zustände tabelliert. Sie hängen etwa quadratisch von z ab, woraus folgt, daß ϵ in schweren Kernen generell größer sein sollte als in leichten, was auch anschaulich zu erwarten ist, da bei schweren Kernen einmal die "Elektronenbahnen" näher am Kern sind und zweitens der Kernradius größer ist. Bereits die klassischen Ausdrücke von Sörensen für A_l und A_s (Gleichungen (4a) und (4b)) zeigen, daß A_s neben einem Term, der A_l analog ist, einen zusätzlichen Term enthält, der den nichtkugelsymmetrischen Anteil der Spindichte im Kern berücksichtigt. Dieser Term tritt bei Bohr und Weisskopf nicht auf, weil sie den Kern durch eine sphärisch symmetrische Magnetisierungsverteilung annähern. Benützt man ein Kernmodell, bei dem individuelle Teilchen auftreten, so ist K_s zu ersetzen durch (Boh 51) $K_s = K_s + \zeta(K_s - K_l)$ mit

$$\begin{aligned} \zeta = & -\frac{1}{\langle s_z \rangle} \langle (s_x \cos \phi + s_y \sin \phi) \frac{3}{2} \cos \theta \sin \theta \\ & + s_z (\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2}) \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

Die spitze Klammer bedeutet dabei eine Mittelung über die Winkelverteilung des Spins des ungeraden Teilchens im Kern.

Damit ergibt sich für die Größe ϵ eines Kernzustandes folgender Ausdruck (Gleichung (15) in Boh 51)

$$\epsilon = b \langle R^2 / R_o^2 \rangle \{ (1 + 0.38 \zeta) \alpha_s + 0.62 \alpha_L \}$$

Die Größen ζ , α_s und α_L müssen nun im Rahmen des jeweils anwendbaren Kernmodells berechnet werden.

Va. BERECHNUNG VON ϵ FÜR GRUND- UND 22 keV-ZUSTAND IM ^{151}Eu

Die für eine Analyse wichtigen Daten des Grund- und 22 keV-Zustandes im ^{151}Eu sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Der Kern ^{151}Eu , $z = 63$, $A = 88$, liegt im Übergangsgebiet zu den stark deformierten Kernen, wie seine Grundzustandsdeformation von $\delta = 0.15$ (MotN 59) zeigt. Das Niveauschema (Fig. 2) zeigt keine Andeutung von Rotationsbanden. Die Anwendung eines der bekannten Kernmodelle ist fragwürdig. Es wurden daher im Rahmen aller verfügbaren Modelle die magnetischen Momente und die Werte für ϵ für die beiden Zustände berechnet. In Tabelle 3 sind die berechneten Momente, in Tabelle 4 die berechneten Werte von ϵ und Δ zusammengestellt.

Im Folgenden werden nun die Ergebnisse der Rechnungen für verschiedene Modelle diskutiert. Die benutzten Gleichungen sind im Anhang zusammengestellt.

1. Bohr und Weisskopf benutzen in ihrer Arbeit für α_s und α_l die Werte, die das extreme Einteilchenmodell liefert. Die Größe ζ (Gleichung (9)) ist nicht berücksichtigt. Es ergibt sich dann mit $\langle R^2/r_o^2 \rangle = 0.8$ (Gleichung (22)), (BohW 50))

$$o_{\Delta}^{22} \approx 0.3b \frac{g_s g_l}{g_s - g_l} \left(\frac{1}{g_{I_o}} - \frac{1}{g_{I_{22}}} \right)$$

Setzt man für $g_s = 5.585$ und für $g_l = 1$, die Werte für ein freies Proton, so erhält man mit den gemessenen Werten für die $g_{I_{o,22}}$ aus Tabelle 2 $o_{\Delta}^{22} = -0.58\%$.

In Anbetracht des einfachen Modells ist die Übereinstimmung mit dem Experiment überraschend gut.

2. Einteilchen Schalenmodell

Der Grundzustand des ^{151}Eu wird durch den $d_{5/2}$ -Zustand des 63. Protons beschrieben. Das unter dieser Annahme berechnete magnetische Moment ist $\mu_g = 4.79 \mu_K$, verglichen mit $\mu_{\text{exp}} = 3.463 \mu_K$. Der 22 keV-Zustand ist danach der $g_{7/2}$ -Protonenzustand. Die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen von $\mu_{22\text{exp}} = 2.585 \mu_K$ ist auch in diesem Fall nicht sehr gut.

Die Größe ζ ergibt sich für ein ungepaartes Teilchen zu (Boh 51)

$$\zeta = \frac{2I-1}{4(I+1)} \quad \text{für } I = l+1/2 \text{ und}$$

$$\zeta = \frac{2I+3}{4I} \quad \text{für } I = l-1/2.$$

Benutzt man die Modellwerte, so ergibt sich die Anomalie $o_{\Delta_{\text{th}}}^{22} = -0.73\%$, während man bei Benutzung der experimentellen Werte für die g_I aus Tabelle 3 einen Wert von $o_{\Delta_{\text{exp}}}^{22} = -0.87\%$ erhält. Die Übereinstimmung dieses Wertes mit dem gemessenen Wert ist ausgezeichnet. Leider zeigt sich, daß die Größe Δ mindestens im ^{151}Eu ein unempfindlicher Test für ein Kernmodell ist als z.B. das magnetische Moment.

3. Asymmetrisches Modell (BohI 51)

Dieses Modell beschreibt den Kern durch die Bewegung eines ungepaarten Nukleons in einem deformierten Potential. Es nimmt eine Zwischenstellung ein zwischen Schalenmodell und Nilssonmodell insofern, als der Beitrag g_K zum magnetischen Moment, der vom ungepaarten Nukleon herrührt, aus dem Schalenmodell übernommen ist, modifiziert durch Annahmen über die Kopplung zwischen Teilchen und Kollektivbewegung. Die Wellenfunktion eines Kernzustandes wird dabei nicht eindeutig durch die Quantenzahlen I und M bestimmt, sondern es existieren eine Anzahl verschiedener Kopplungen, die abhängen vom Verhältnis der Größe der Spin-Bahn-Kopplung zur Kopplung des Nukleons an die Bewegung des Nukleonenrumpfes.

Einen sehr guten Wert für das Grundzustandsmoment von $\mu_{gth} = 3.72 \mu_K$ liefert der Kopplungsfall B1 (BohI 51). Die Wahl von g_R , des g-Faktors der Kollektivbewegung, ist etwas willkürlich. Das Modell des starren, gleichförmig geladenen Rotators liefert den Wert $g_R = Z/A = 0.417$. Nach Grin' und Pavlichenkov (GriP 62) ist g_R für Kerne mit ungepaartem Proton stets etwas größer als für gg-Kerne. Übernimmt man diese Systematik, die allerdings für stark deformierte Kerne gilt und vergleicht mit dem g-Faktor des 2^+ -Zustandes im ^{150}Sm von $g_R = 0.4$, so sollte für ^{151}Eu $g_R \approx 0.42$ eine gute Näherung sein.

Das Moment für den angeregten Zustand ergibt sich zu $\mu_{ath} = 1.26 \mu_K$. Dieser Zustand wird also im asymmetrischen Modell noch schlechter beschrieben als im Einteilchenmodell.

Trotzdem beschreibt dieses Modell die Hyperfeinanomalie recht gut. Der mit den experimentellen Werten für die Kernmomente und $g_R = 0.42$ berechnete Wert ist ${}^o\Delta_{exp}^{22} = -0.93\%$ während man mit den Modellwerten ${}^o\Delta_{th}^{22} = -2.12\%$ erhält. Vergleicht man die in Tabelle 4 zusätzlich aufgeführten, nicht meßbaren ϵ -Korrekturen für die einzelnen Zustände,

so sieht man, daß offenbar der ϵ -Wert des 22 keV-Zustandes, der mit dem theoretischen g-Faktor berechnet wurde, das falsche Vorzeichen hat. Das ist nicht nur eine Folge des schlecht reproduzierten g-Faktors sondern auch die Größen α_s und α_l ergeben sich um fast eine Größenordnung größer als im Schalenmodell, während diese Größen für den Grundzustand vergleichbar sind. Die α_s und α_l haben im angeregten Zustand in beiden Modellen verschiedenes Vorzeichen und damit ist ϵ^{22} sehr empfindlich auf die absolute Größe von α_s und α_l .

4. Nilsson Modell

Die Zuordnung von Nilsson-Zuständen (Nil 55, MotN 59) zum Grund- und 22 keV-Zustand ist keineswegs eindeutig. Der Grundzustand hat eine Deformation von $\delta = 0.15$ und läßt sich befriedigend durch den Nilsson-Zustand (402, $5/2^+$) beschreiben. Mit Gleichung (24a) aus Nilssons Arbeit (Nil 55) erhält man $\mu_g = 1.4 \mu_K$, wobei $g_R = 0.42$ gesetzt wurde, in ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Problematisch ist die Signierung des 22 keV-Zustandes. Die Möglichkeit, das Niveau als ersten Rotationszustand einer $K=5/2$ -Bande zu deuten, die durch die Spinfolge nahegelegt wird, scheidet wegen der geringen Deformation des Kernes aus, denn das Trägheitsmoment ist so klein, daß der Rotationszustand erst bei einigen 100 keV auftreten dürfte.

Ordnet man dem Niveau versuchsshalber die Quantenzahlen (404, $7/2^+$) zu, so erhält man aus dem gemessenen Quadrupolmoment (StaH 68) die gleiche Deformation wie im Grundzustand $\delta = 0.15$. Für das magnetische Moment ergibt sich $\mu_{\text{ath}} = 1.48 \mu_K$. Dieser Nilssonzustand liefert also sicher keine befriedigende Beschreibung des 22 keV-Zustandes. Trotzdem wurde die Hyperfeinanomalie mit dieser Signierung abgeschätzt. Ein Ausdruck für ϵ wurde von Reiner (Gleichung A1 im Anhang) (Rei 58) angegeben. Für die Größe ζ (Gleichung (9)) werden dabei die Schalenmodellwerte benutzt,

obwohl hier exakt der Erwartungswert des Ausdrucks der Gleichung (9) von Bohr (Boh 51) stehen müßte. Diese Rechnung ist jedoch sehr schwierig, so daß die Schalenmodellwerte benutzt werden. Die Ergebnisse, die mit dieser Formel erhalten werden, sind in Tabelle 4 aufgeführt. Vergleicht man die verschiedenen g -Werte für den Grundzustand, so stimmen die in allen Modellen berechneten Werte gut überein. Dies ist sicher nicht sehr verwunderlich, denn für kleine Deformationen nähert sich das Nilssonmodell dem Schalenmodell an. Die Werte für den angeregten Zustand sind jedoch offensichtlich im Nilssonmodell erheblich unterschiedlich. Der angeregte Zustand wird offenbar noch schlechter beschrieben als der berechnete Wert für das magnetische Moment vermuten läßt.

5. Core Excitation Modell

De Shalit (DSh 61) hat für nichtdeformierte Kerne mit ungeradem A ein Modell vorgeschlagen, das den Grundzustand im wesentlichen durch das ungerade Teilchen, angeregte Zustände durch Ankopplung dieses Teilchens an den tiefsten Rotationszustand des Rumpfes beschreibt. Dieser Zustand wird dabei in der Rechnung durch den tiefsten Rotationszustand der benachbarten g - g -Kerne angenähert.

Dieses Modell erwies sich als geeignet zur Beschreibung einer Reihe von Kernen wie ^{107}Ag , ^{109}Ag , ^{197}Au , ^{99}Ag , ^{203}Tl , ^{205}Tl und ^{193}Ir (DSh 61).

Nowik und Ofer (NowO 63) haben im Rahmen dieses Modells den 22 keV-Zustand beschrieben als Ankopplung eines $d_{5/2}^-$ Protons mit dem magnetischen Moment des Grundzustandes an einem 2^+ -Rumpf mit dem magnetischen Moment des ersten Rotationszustandes im ^{150}Sm von $\mu = 0.8$. Diese grobe Näherung liefert für $\mu_{22} = 2.9 \mu_K$ die weitaus beste Übereinstimmung mit dem Experiment, wie Tabelle 3 zeigt. Da diese Näherung sicher sehr grob ist, sie verbietet z.B. den $M1$ -Übergang vom 22 keV-Niveau zum Grundzustand, wird im Anhang eine

genauere Analyse der beiden Niveaus durchgeführt. Das Ergebnis lautet: die Wellenfunktion des Grundzustandes ergibt sich zu

$$|5/2\rangle = 0.95|0\ 5/2, 5/2\rangle + 0.315|2\ 5/2, 5/2\rangle$$

für den 22 keV-Zustand erhält man

$$|7/2\rangle = 0.55|2\ 5/2, 7/2\rangle + 0.83|0\ 7/2, 7/2\rangle$$

Dabei ist die Wellenfunktion beschrieben durch $|J_c j, I\rangle$ mit J_c = Drehimpuls des gg-Rumpfes, j = Drehimpuls des ungeraden Teilchens, I = resultierender Drehimpuls.

Perlow (Per 70) hat die Gleichungen zur Berechnung von α_s , α_ℓ , α_R und ζ im Rahmen dieses Modells angegeben (die Größe α_R , die den kollektiven Anteil am magnetischen Moment beschreibt, tritt hier ebenso wie im Nilsson-Modell, Gleichung (A1) zusätzlich auf). Benutzt man diese Beziehungen, so ergibt sich für die Anomalie mit den berechneten Wellenfunktionen ein Wert von $\alpha_{\Delta}^{22} = -1.43\%$. Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert ist leider nicht so gut, wie man aufgrund der trotz grober Näherung guten Beschreibung des 22 keV-Zustandes erwarten konnte.

Vb. BERECHNUNG VON ϵ FÜR GRUND- UND 103 keV-ZUSTAND IM ^{153}Eu

Im Gegensatz zum ^{151}Eu gehört der Kern 153 mit einer Deformation im Grundzustand von $\delta = 0.31$ zu den stark deformierten Kernen und das Niveauschema, Fig. 2, zeigt ausgeprägte Rotationsbanden. Nach Mottelson und Nilsson (MotN 59) lassen sich dem Grundzustand und dem 103 keV-Zustand entsprechend die Nilsson-Zustände $(413, 5/2^+)$ und $(411, 3/2^+)$ zuordnen. Auf dem 103 keV-Zustand baut sich die $K=3/2$ -Bande auf. Die mit diesen Wellenfunktionen berechneten Kernmomente sind $\mu_g = 0.9 \mu_K$, verglichen mit einem gemessenen Wert von $\mu_g^{\text{exp}} = 1.53 \mu_K$ und $\mu_a = 7.3 \mu_K$ verglichen mit $\mu_a^{\text{exp}} = 2.04 \mu_K$. Die Daten für ^{153}Eu sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Auch hierbei ist die Wahl des kollektiven g-Faktors g_R etwas willkürlich. In den

Rechnung wurde der theoretische Wert von Prior und Mitarbeitern (PriB 68) $g_R = 0.48$ benutzt.

Die relativ schlechte Erklärung des Grundzustandsmomentes ist darauf zurückzuführen, daß das Nilsson-Modell den Term im Hamiltonoperator, der durch die Corioliskraft verursacht wird, vernachlässigt. Diese Corioliswechselwirkung (Ker 56) erhält K nicht, so daß Zustände verschiedener Rotationsbanden gemischt werden, wenn ihre Energien vergleichbar sind und ferner $\Delta K \leq 1$ und $\Delta I = 0$ erfüllt sind. Im Fall des ^{153}Eu bedeutet dies, daß zwar der 103 keV-Zustand rein ist, der Grundzustand aber gemischt ist. Richter und Mitarbeiter (RicH 69) und Hess (Hes 70) haben das Termschema mit dieser Korrektur analysiert und Hess berechnet mit den aus dem Energiefit gewonnenen Wellenfunktion $\mu_K = 1.52 \mu_K$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Für die Hyperfeinanomale ergeben die Nilssonmodellrechnungen unter Benutzung der Modellwerte für g_I einen Wert von

$$^{\circ}\Delta^{103} = 0.8\%$$

und mit den gemessenen Werten

$$^{\circ}\Delta^{103} = 0.99\%.$$

Ein Vergleich mit dem gemessenen Wert von $^{\circ}\Delta^{103} = 1.8(8)\%$ zeigt, daß zwar das Vorzeichen richtig wiedergegeben wird, daß aber die Größe um einen Faktor 2 falsch berechnet wird. Dies hat seinen Grund offenbar in der Tatsache, daß relativ große Werte der Anomalie dadurch verursacht werden, daß die α_s und α_l nahezu gleichen Betrag aber verschiedenes Vorzeichen haben (Abschnitt IIa). Die verfügbaren Kernmodelle geben die α_s und α_l offenbar recht schlecht wieder. Sind die beiden Größen sehr verschieden, so wird die dann meßbare kleine Anomalie, wie im Fall des ^{151}Eu , recht gut

beschrieben. Sind die Beträge jedoch fast gleich, was die recht große gemessene Anomalie im ^{153}Eu andeutet, so müssen die Beiträge sehr genau beschrieben werden, um die Größe der Anomalie richtig wiederzugeben. Dies leisten die gegenwärtig verfügbaren Modelle nicht. Diese Folgerung stimmt mit dem Schluß überein, zu dem Perlow in seiner Arbeit (Per 70) gekommen ist.

Vc. DIE HYPERFEINANOMALIE IM EUROPIUM-METALL

Es bleibt die Frage zu diskutieren, warum die im Europium-Metall gemessene Anomalie erheblich kleiner ist als in den zweiwertigen Halbleitern EuS und EuO. Die Interpretation der Anomalie im EuS und EuO geht davon aus, daß das Hyperfeinfeld in diesen Verbindungen nur durch Core Polarisierung entsteht. Im Metall müssen auch die Beiträge zum Feld betrachtet werden, die durch Polarisierung der Leitungselektronen hervorgerufen werden. Hüfner und Wernick (HüfW 67) haben diese Beiträge abgeschätzt. Ihr Gedankengang wird hier kurz nachvollzogen.

Als Meßergebnisse liegen vor

- a. H_{eff} im Eu-Metall -260 kOe
- b. H_{eff} am Eu im Yb, gegen verschwindende Eu-Konzentration extrapoliert -150 kOe
- c. H_{eff} im neutralen Eu-Atom -70 kOe (PicS 60)

Im Europium-Metall sind drei wesentliche Beiträge zum Feld vorhanden:

1. Core Polarisierung
2. Polarisierung der Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen des Ions selbst (LE-Pol. d. 4f(0))
3. Polarisierung der Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen der umgebenden Europiumionen (LE-Pol. d. 4f(r)).

Ein Beitrag durch Kovalenzeffekte hat etwa die Größenordnung von 1 kOe und wird vernachlässigt.

Es wird angenommen, daß Beitrag 1 gleich dem Feld in ionischen zweiwertigen Verbindungen (Konfiguration $4f^7$) von ca. -340 kOe ist.

Das Feld am Eu im Yb von -150 kOe setzt sich aus den Beiträgen 1 und 2 zusammen, so daß sich für den Beitrag 2 ein Feld von ca. +190 kOe ergibt. Die Summe der Beiträge 1, 2 und 3 muß das gemessene Feld im Metall von -260 kOe ergeben, woraus man für Beitrag 3 einen Wert von -110 kOe erhält.

Fox und Stone (FoxS 69) haben aus der Störung der Kernorientierung durch Hochfrequenzeinstrahlung die Hyperfein-anomalie an ^{198}Au und ^{199}Au in Eisen bestimmt und daraus die Größe der einzelnen Feldanteile am Goldkern abgeschätzt. Besteht das effektive Feld an einem Kern H_{eff}^A in irgendeiner Umgebung A, in der man die Hyperfein-anomalie $^1\Delta^2_A$ mißt, aus einem Kontaktanteil H_c^A und einem Bahnanteil H_L^A , so gilt, wenn $^1\Delta_c^2$ die Anomalie in einem reinen Kontaktfeld ist

$$\frac{^1\Delta_A^2}{^1\Delta_c^2} = \frac{H_c^A}{H_{\text{eff}}^A} \quad \text{mit} \quad H_{\text{eff}}^A = H_c^A + H_L^A$$

Die gemessene Anomalie im Europium-Metall besagt, daß der Feldgradient hier kleiner ist als in einem reinen Kontaktfeld, was z.B. durch die Annahme erklärt werden kann, daß das Feld auch Bahnanteile enthält, obwohl dies der Erklärung des gemessenen Feldes durch Hüfner und Wernick widerspricht. Wendet man die Beziehung von Fox und Stone nun auf das Metall an, so, als enthielte das Feld Bahnanteile, erhält man ein Kontaktfeld von ca. -170 kOe und infolgedessen ein Feld mit 2-Charakter von -90 kOe.

Die Erklärung der Konzentrationsabhängigkeit der Hyperfein-felder am ^{151}Eu in den Systemen $\text{Eu}_x\text{Ca}_{1-x}$ und $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}$,

$0 < x \leq 1$ erfordern d-Elektronenbeiträge zum Leitungsband (CreH 70). Nimmt man an, daß auch im Europium-Metall das Leitungsband d-Anteile enthält, so läßt sich die Arbeit von Hufner und Wernick erweitern (CreHL 70).

Ausgehend von den Meßergebnissen a, b und c kommt man zu folgenden Abschätzungen (die Felder sind abgerundet, Fehler sind nicht angegeben)

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} \text{ im } \text{Eu}^{2+}, \text{ Konfiguration } 4f^7 \text{ (Core Polarisation)} \\ &= -340 \text{ kOe} \\ H_{\text{eff}} \text{ im } \text{Eu}^0, \text{ Konfiguration } 4f^7 6s^2 \\ &= -70 \text{ kOe} \end{aligned}$$

Daraus folgt: die Polarisation zweier lokalisierter 6s-Elektronen liefert einen Beitrag zum Feld von +270 kOe.

$$H_{\text{eff}}, \rightarrow 0\% \text{ Eu(Yb)}, \text{ Konfiguration } 4f^7 + 2 \text{ 6s-Elektronen im Leitungsband} = -150 \text{ kOe}$$

Vernachlässigt man alle Einflüsse der Yb-Umgebung außer der Herstellung des periodischen Potentials, so liefert die Polarisation der Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen des Eu-Ions selbst ein Feld von +190 kOe. Wenn das Leitungsband nicht nur s-Charakter sondern auch d-Charakter hat, so setzen sich diese +190 kOe aus einem s- und einem d-Beitrag zusammen. Um zu einer Abschätzung dieser Beiträge zu kommen, wird nun die Annahme 1 gemacht:

Der Beitrag zum Feld am Kern durch kollektive 6s-Elektronen ist gleich demjenigen lokalisierter 6s-Elektronen.

Daraus folgt: die Polarisation der 6s-Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen des Ions selbst liefert +270 kOe;
die Polarisation der 5d-Leitungselektronen durch die eigenen 4f-Elektronen liefert -80 kOe,

die Polarisierung der 6s- und 5d-Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen der Eu Europiumumgebung im Metall liefert -110 kOe (Beitrag 3, oben).

Zur Bestimmung der 6s- und 5d-Anteile in diesem Beitrag wird Annahme 2 gemacht:

Die 6s- und 5d-Anteile im Beitrag zur Leitungselektronen-Polarisierung der Umgebung sind gleich denjenigen der eigenen 4f-Elektronen.

Daraus folgt: die Polarisierung der 6s-Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen der Umgebung liefert -160 kOe;
die Polarisierung der 5d-Leitungselektronen durch die 4f-Elektronen der Umgebung liefert +50 kOe.

Damit erhält man folgende Beiträge zum Feld im Europium-Metall:

Core Polarisation	-340 kOe
6s-LE-Pol. d. 4f(0)	+270 kOe
6s-LE-Pol. d. 4f(r)	-160 kOe
5d-LE-Pol. d. 4f(0)	- 80 kOe
<u>5d-LE-Pol. d. 4f(r)</u>	<u>+ 50 kOe</u>
H _{eff} -Eu-Metall	-260 kOe

Damit erzeugen Elektronen mit s-Charakter ein Feld von -230 kOe und Elektronen mit d-Charakter ein Feld von -30 kOe. Vergleicht man diese Zahlen mit den entsprechenden, aus der Hyperfeinanomalie abgeleiteten Werten von -170 und -90 kOe, so findet man eine recht gute Übereinstimmung, wenn man die benutzten groben Abschätzungen berücksichtigt.

Vergleicht man die einzelnen Beiträge, so wird das Ergebnis wesentlich durch Annahme 1 beeinflusst. Ihre Gültigkeit

läßt sich durch die Berücksichtigung der aus den gemessenen Isomerieverschiebungen abgeschätzten Elektronendichten näher untersuchen. Mit den Daten und der Nomenklatur der Arbeit von Hüfner und Mitarbeitern (HüfK 65) kann man die Konsistenz der Annahme prüfen. Geht man aus von der Konfiguration $\text{Eu}^{2+} = 4f^7$, so erhält man die Isomerieverschiebung im Metall durch ein halbes zusätzliches 6s-Elektron

$$L(4f^7 n6s) - L(4f^7) = 0.9 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3} \quad \text{mit } n \approx 0.5.$$

Zwei lokalisierte 6s-Elektronen liefern

$$L(4f^7 6s^2) - L(4f^7) = 2.3 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}.$$

Nimmt man an, daß die für Spindichten gemachte Annahme 1 auch für die Ladungsdichten gilt, so ist sie offenbar falsch, denn dann müßten 2 6s-Elektronen ca. $3.6 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ erzeugen. Ersetzt man Annahme 1 durch eine neue Annahme, daß die durch ein gebundenes 6s-Elektron erzeugte Ladungs- und Spindichte kleiner ist als die durch ein 6s-Elektron im Leitungsband erzeugte, so kann man als obere Grenze für den Anteil zum Hyperfeinfeld durch Polarisation der 6s-Leitungselektronen durch die eigenen 4f-Elektronen ein Feld von $270 \text{ kOe} \cdot \frac{3.6}{2.3} = 420 \text{ kOe}$ ansetzen.

Damit folgt dann mit Annahme 2 für die Beiträge zum Feld im Europium-Metall

Core Polarisation	-340 kOe
6s-LE-Pol. d. 4f(0)	+420 kOe
6s-LE-Pol. d. 4f(r)	-240 kOe
5d-LE-Pol. d. 4f(0)	-230 kOe
5d-LE-Pol. d. 4f(r)	+130 kOe

Damit erhält man dann ein durch s-Elektronen erzeugtes Feld von -160 kOe und ein von d-Elektronen erzeugtes von -100 kOe.

An diesem Ergebnis sollten die Zahlen, die mit den aus der Hyperfeinanomalie gewonnenen übereinstimmen, sicher nicht zu ernst genommen werden. Für die beiden Annahmen 1, ebenso wie für die Annahme 2 gibt es keine Begründung außer der, daß sie die gemessenen Daten recht gut erklären und daß alle anderen Abschätzungen noch weniger zu begründen sind.

Es ist wahrscheinlich, daß der teilweise d-Charakter des Leitungsbandes mindestens für einen Teil der gemessenen geringeren Anomalie im Metall verantwortlich ist. Die Größenordnung der dafür abgeschätzten Felder ist nicht unsinnig. Armstrong und Mitarbeiter (ArmM 65) haben die $\langle r^{-3} \rangle_{5d}$ berechnet und finden Werte von gleicher Größenordnung wie für $\langle r^{-3} \rangle_{4f}$. Die bisherige Argumentation geht davon aus, daß die Radialabhängigkeit der s-Elektronendichte gleich ist für polarisierte Leitungselektronen und gebundene Elektronen. Der resultierende Gradient des Feldes im Metall könnte auch dadurch entstehen, daß die durch Leitungselektronenpolarisation erzeugte Spindichte einen etwas größeren Gradienten hat als die durch Core Polarisation erzeugte, deren Radialabhängigkeit gleich der gebundener s-Elektronen ist. Dadurch resultiert bei der Summation der verschiedenen s-Beiträge ein etwas kleinerer Gradient als der Core Polarisation entspricht.

Eine solche Annahme widerspricht nicht notwendig der Aussage, daß alle s-Wellenfunktionen gleiche Radialabhängigkeit haben. Während nämlich durch die Core Polarisation tatsächlich eine s-Elektronenspindichte durch die Wellenfunktion eines gebundenen Elektrons induziert wird, entsteht die Leitungselektronenpolarisation nach dem Modell von Rudermann und Kittel (RudK 54) durch die Streuung von s-Wellenfunktionen an einem Streupotential. Die Streuung bewirkt eine Phasenverschiebung der auslaufenden - gegenüber der einlaufenden - Welle, was zu einer Änderung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons am Streuzentrum führt.

Die Radialabhängigkeit der resultierenden Spindichte muß also nicht a priori identisch sein mit derjenigen der Wellenfunktion eines gebundenen s-Elektrons.

VI. FEHLERBETRACHTUNG

Die angegebenen Fehler der gemessenen Verhältnisse der g- und A-Faktoren setzen sich aus folgenden Anteilen zusammen:

1. der bei der Anpassung berechnete statistische Fehler;
2. durch die Korrelation der anzupassenden Parameter untereinander wirkt sich der Fehler der Geschwindigkeitseichung über die gemessenen Grundzustandsaufspaltungen auch bei den geschwindigkeitsunabhängigen Verhältnissen aus;
3. systematische Fehler sind pauschal, etwa in der Größe des statistischen Fehlers, berücksichtigt. Hierzu ist zu sagen:

Alle Meßwerte wurden durch Experimente mit verschiedenen Apparaturen und verschiedenen Absorbern, auch verschiedener Massenbelegung, mehrfach gemessen. Tabelle 1a gibt alle Einzelergebnisse für ^{151}Eu , Tabelle 1b für ^{153}Eu . Alle berechneten Werte stimmen innerhalb der statistischen Fehler überein, so daß apparative Fehler weitgehend ausgeschlossen sein sollten. Eine gewisse Komplikation entsteht bei den Messungen am ^{151}Eu dadurch, daß wegen der geringen spezifischen Aktivität soviel Substanz in die Quelle eingewogen werden muß, daß die Quelle ca. 2 cm Durchmesser erhält, um ihre Massenbelegung nicht größer als die e-Wertsdicke zu machen. Der Strahlengang zwischen Quelle und Absorber wurde daher durch Tantalrohre in einzelne Sektoren zerlegt, die einen Öffnungswinkel von maximal 10° zuließen. Die Geschwindigkeitsverschmierung ist daher auf maximal 1.5% beschränkt. Bei der Auswertung der Spektren wurden einige vereinfachende Annahmen gemacht, die zu Fehlern Anlaß geben könnten:

- a. Bei allen Rechnungen wurden Summen von Lorentzlinien angepaßt. Dies kann bei der großen statistischen Genauigkeit, mit der die Spektren gemessen sind, zu Fehlern führen.

Es wurden daher stets Messungen mit Absorbern verschiedener Dicke gemacht. Es änderte sich dabei stets nur die Linienbreite, so daß von dieser Seite her keine Fehler zu erwarten sind.

b. Alle Linien wurden als gleich breit vorausgesetzt. Auch hier hätte sich der daraus resultierende Fehler bei dicken Absorbern stärker zeigen müssen als bei dünnen. Einflüsse auf die gemessenen Verhältnisse zeigten sich aber nicht. Da dieser Effekt exakt bei den komplizierten Spektren nicht zu berücksichtigen ist, wurde mit Hilfe eines Programmes, das Transmissionsintegrale anstelle der Lorentzfunktion verwendet, Spektren für pulverförmige Absorber mit den Bestfitwerten der Parameter aus den gemessenen Spektren für verschiedene Absorberdicken berechnet. An diese simulierenden Spektren wurde dann mit dem zur Auswertung verwandten Programm wieder eine Summe von Lorentzfunktionen mit gleicher Linienbreite angepaßt. Die so erhaltenen Fitwerte für das g-Faktorverhältnis stimmten innerhalb der statistischen Fehler mit dem eingegebenen überein. Die Annahme gleicher Breite aller Hyperfeinübergänge ist also sicher eine gute Näherung.

c. Die Gesamtenergie einer Hyperfeinkomponente wurde stets als Summe der elektrischen und magnetischen Wechselwirkung berechnet (Gleichung (8)). Da die elektrischen Feldgradienten in guter Näherung rotationssymmetrisch zur Richtung des effektiven Magnetfeldes und zu ihr parallel sind (vergl. Teil III), außerdem die elektrische Wechselwirkung klein ist gegen die magnetische, verursacht diese Annahme sicher keine zusätzlichen Fehler.

d. Bei beiden Kernübergängen wird die Auswertung dadurch kompliziert, daß das Verhältnis des g-Faktoren von Grund- und Mössbauerzustand im ^{151}Eu etwa 0.5, im ^{153}Eu etwa 2. Für diese Fälle ist das Spektrum System äquidistanter Linien verschiedener Intensität, deren Abstand gleich der Aufspaltung des Zustandes mit dem kleinen magnetischen Moment ist,

wobei mehrere Übergänge gleiche Energie haben. Erst Abweichungen der g-Faktorverhältnisse von 0.5 bzw. 2.0 bewirken, daß die Abstände nicht mehr äquidistant sind und die Linien, die durch Überlagerung entstehen, eine Struktur erhalten, wobei die Breite sich gegenüber der einfachen Linie beim Sulfid etwa verdoppelt, beim Granat etwa verdreifacht. Zur Kontrolle des Einflusses der Aufspaltung auf die Verhältnisse wurden in den Fits die Maximalgeschwindigkeit geringfügig geändert, was keinen Einfluß auf die Verhältnisse ergab (vergl. Tabelle 1a und 1b). Da die Punkte a bis d nicht exakt berücksichtigt werden können, wurden sie durch einen möglichen systematischen Fehler in Betracht gezogen. Die Fehler setzen sich dann aus folgenden Beiträgen zusammen:

1. g- und A-Faktorverhältnisse im ^{151}Eu
 - a. Der berechnete statistische Fehler beträgt in allen Fällen ± 0.0001
 - b. Der Fehler aus der Geschwindigkeitseichung beträgt ± 0.0003
 - c. Mögliche systematische Fehler ± 0.0002

Daraus resultiert, bei quadratischer Addition, der Gesamtfehler aller Verhältnisse im ^{151}Eu von ± 0.0004 .

Bei der Berechnung des Fehlers der Anomalie wird der aus der Eichung resultierende Fehler nur zu 50% berücksichtigt, da die Granat- und Sulfid- und Oxidspektren nicht mit gleicher Geschwindigkeit gemessen wurden, geht hier nur die Linearität des Meßgerätes ein.

Damit erhält man für die Anomalie mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz einen Fehler von ± 0.0008 oder $\pm 0.08\%$.

2. g-Faktorverhältnis im $^{153}\text{EuIG}$:
 - a. Berechneter statistischer Fehler ± 0.002
 - b. Fehler aus der Geschwindigkeitseichung ± 0.004
 - c. Systematische Fehler ± 0.006

3. A-Faktorverhältnis im ^{153}EuO , EuS , Eu-Metall :

- a. Berechneter statistischer Fehler ± 0.006 .
- b. Fehler aus der Geschwindigkeitseichung ± 0.004
- c. Systematischer Fehler ± 0.012

Daraus folgt für den Gesamtfehler ± 0.014 .

Der Fehler der Anomalie ergibt sich daraus zu ± 0.008 oder $\pm 0.8\%$.

ANHANG

Hier werden alle Formeln zusammengestellt, die zur Berechnung der Hyperfeinanomalie nötig sind.

$$^0\Delta^a = \epsilon_a - \epsilon_0$$

$$\epsilon = b \langle R^2 / R_0^2 \rangle \{ \alpha_s (1 + 0.38\zeta) + 0.62\alpha_l \}$$

$$\alpha_l + \alpha_s = 1$$

Die Größen α_s , α_l und ζ sind nun in verschiedenen Kernmodellen zu berechnen.

1. Einteilchenmodell

$$\alpha_s = g_s(g_I - g_l) / g_I(g_s - g_l)$$

$$\alpha_l = g_l(g_s - g_I) / g_I(g_s - g_l)$$

Diese Ausdrücke findet man in der Arbeit von Bohr und Weisskopf (BohW 50), Gleichung (20), die Ableitung im Buch von Kopfermann (Kop 58), S. 438.

$$\zeta = (2I - 1) / 4(I + 1) \quad \text{für } I = l + 1/2$$

$$\zeta = (2I + 1) / 4I \quad \text{für } I = l - 1/2$$

(Gleichungen (8a) und (8b), Boh 51)

2. Asymmetrisches Modell

$$\alpha_s = \sigma g_s / (I + 1) g_I \quad \alpha_l = 1 - \alpha_s$$

(Gleichung (19), Boh 51)

$$\sigma = [(I + 1)g_I - g_R - Ig_l] / (g_s - g_l)$$

(Gleichung (18), Boh 51)

σ ist dabei der Mittelwert der Spinkomponente des ungeraden Teilchens in Richtung der Kernachse. Für die Größe ζ , (Gleichung (9)) ergibt sich

$$\zeta = [\beta^2(2I + 1) - 6\beta(2I + 1)^{1/2} + 5 - 2I]/4(I + 2)(\beta^2 - 1)$$

mit β aus der Beziehung

$$\sigma = (1 - \beta^2)/2(1 - \beta^2) \quad (\text{Gleichung (17) (Boh 51)})$$

β beschreibt dabei das Verhältnis, indem die Wellenfunktion des Kernes aus den Anteilen zu $I=\ell+1/2$ und $I=\ell-1/2$ gemischt ist.

3. Nilsson-Modell

Der Ausdruck für ϵ in diesem Modell wurde von Reiner (Rei 65) angegeben (Anhang A)

$$(A1) \quad \epsilon = I[A_s g_s (g_\ell - g_K) + A_\ell g_\ell (g_K - g_s) + A_R g_R (g_\ell - g_s)/I]/(I + 1)(g_\ell - g_s)g_I$$

$$A_s = [b_1 + \zeta(b_1 - b_2)]\sigma$$

$$A_L = b_2\sigma$$

$$A_R = b_2\nu$$

ν ist ungefähr gleich 1

$\sigma = \langle R^2/R_0^2 \rangle$, hat also einen Wert zwischen 0.6 und 1.

Die Größe ζ müßte mit den Nilssonwellenfunktionen des Kernzustandes für den Ausdruck (2) berechnet werden. Bei Reiner sind die Einteilchenmodellwerte angegeben.

Die Größe b_2 ist dabei mit K_ℓ (Gl. (12) und (18), BohW 50) und b_1 mit K_s identisch.

Der Teilchenbeitrag zum g-Faktor, g_K , ist damit mit Hilfe der Nilssonwellenfunktionen (Nil 55) zu berechnen.

Für $K \neq 1/2$, den hier interessierenden Fall, gilt (Gl. (24c), Nil 55):

$$2Kg_K = (g_s - g_\ell) \sum_{\ell} (a_{\ell K-1/2}^2 - a_{\ell K+1/2}^2) + 2Ig_\ell$$

4. Core-excitation-Modell

Der Grundzustand sollte im wesentlichen durch ein $d^{5/2}$ -Proton, der 22 keV-Zustand durch die Ankopplung des $d^{5/2}$ -Protons an den 2^+ -Rumpf des ^{150}Sm beschrieben werden. Da die Zustände sehr nahe beieinander liegen, sollten Beimischungen auftreten.

Für Grund- und 22 keV-Zustand werden daher in der Schreibweise von DeShalit (DSh 61) folgende Wellenfunktionen angesetzt:

$$0: |5/2\rangle = A |0\ 5/2, 5/2\rangle + \sqrt{1-A^2} |2\ 5/2, 5/2\rangle$$

$$a: |7/2\rangle = B |2\ 5/2, 7/2\rangle + \sqrt{1-B^2} |0\ 7/2, 7/2\rangle$$

Das Modell sagt ferner das Auftreten eines $9/2^+$ -Zustandes im Niveauschema voraus. Leider ist das Niveauschema des ^{151}Eu nicht sehr gut bekannt. Ford und Mitarbeiter (ForR 70) finden für ein Niveau bei 260 keV mögliche Spinzustände $(3/2 \dots 9/2)^+$, so daß die Möglichkeit eines solchen Zustandes besteht.

Die Koeffizienten A und B müssen nun aus den gemessenen M1- und E2-Matrixelementen für den 22 keV-Übergang angepaßt werden. Mit Hilfe der Beziehungen (5) und (7) aus (DSh 61) und den Auswahlregeln für M1- und E2-Strahlung ergibt sich

$$\begin{aligned} T(M1, 7/2-5/2) &= 6\alpha_1 \cdot E_\gamma^3 [-6(g_c - g_p)B\sqrt{1-A^2} \\ &- 0.12\langle 5/2 || \Omega_p^{(1)} || 7/2 \rangle A\sqrt{1-B^2}]^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T(E2, 7/2-5/2) &= 6\alpha_2 E_\gamma^5 \left[-\frac{1}{\sqrt{30}} \langle 0 || \Omega_c^{(2)} || 2 \rangle BA \right. \\ &- B\sqrt{1-A^2} \left(-\frac{17}{70\sqrt{6}} \langle 2 || \Omega_c^{(2)} || 2 \rangle \right. \\ &+ \frac{1}{10} \langle 5/2 || \Omega_p^{(2)} || 5/2 \rangle + \sqrt{1-A^2} \sqrt{1-B^2} \\ &\left. \left. \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{40}} \langle 0 || \Omega_c^{(2)} || 2 \rangle + \frac{1}{\sqrt{48}} \langle 5/2 || \Omega_p^{(2)} || 7/2 \rangle \right) \right]^2 \end{aligned}$$

Alle Beziehungen zwischen Racah Koeffizienten findet man im Buch von Rotenberg und Mitarbeitern (RotB 59). Für die reduzierten Teilchenmatrixelemente wurden die berechneten Einteilchenmatrixelemente von Moszkowski (Mos 66) benutzt.

Die reduzierten Matrixelemente der kollektiven Übergänge wurden mit Hilfe der gemessenen Übergangsmatrixelemente in den benachbarten gg-Kernen abgeschätzt. Das Niveauschema von ^{150}Sm wurde von Keddy und Mitarbeitern (Ked 68) mit Coulombanregung untersucht, die Daten für das ^{152}Gd stammen aus der Arbeit von Burde und Mitarbeitern (BurR 61) und Abou-Leila (AbL 67). Die Daten für den 22 keV-Übergang sind in Tabelle 2 aufgeführt und entstammen der Arbeit von Ford und Mitarbeitern (ForR 70).

Die Auflösung der obigen Gleichungen ergibt

$$A = 0.95 \quad \text{und} \quad B = 0.55.$$

Zur Berechnung der Hyperfeinanomalie entnimmt man der Arbeit von Perlow (Per 70) folgende Beziehungen

$$\alpha_s = g_s [j(j+1) - s(s+1) - l(l+1)] [I(I+1) + j(j+1) - R(R+1)] / g_I 4I(I+1)j(j+1)$$

$$\alpha_l = g_l [j(j+1) - s(s+1) + l(l+1)] [I(I+1) + j(j+1) - R(R+1)] / g_I 4I(I+1)j(j+1)$$

$$\alpha_R = g_c [R(R+1) + I(I+1) - j(j+1)] / g_I 2I(I+1)$$

$$\text{mit } \alpha_s + \alpha_l + \alpha_R = 1$$

für die Größe ζ folgt

$$\zeta = \zeta_{\text{Schalenmod.}} [I(I+1) + j(j+1) - R(R+1)] / 2j(j+1)$$

Diese Arbeit wurde angeregt durch Prof. Hufner. Er, Prof. Quitmann und Dr. Steiner haben den Fortgang durch viele Vorschläge und Diskussionen sehr gefördert. Die Arbeit entstand während der Aufbauphase des IV. Physikalischen Instituts. Die damit verbundenen Schwierigkeiten wurden dadurch verringert, daß Herr Prof. E. Kankleit vom Institut für Strahlen- und Kernphysik der TH Darmstadt sowohl die ^{151}Sm -Quelle als auch verschiedenes Experimentiergerät zur Verfügung stellte. Die EuS- und EuO-Absorber sowie das ErAl_2 zur Herstellung der ^{171}Yb -Quelle stellte freundlicherweise Herr Dr. Zinn vom Forschungslabor der Siemens-Halske AG, München, zur Verfügung. Die $\text{Yb}_6\text{Fe}_{23}$ -Probe präparierte Herr Dr. Goretzki vom MPI für Metallforschung, Stuttgart. Die ^{171}Yb -Quelle wurde am FR2-Reaktor der Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe, die ^{153}Eu -Quellen am Reaktor des Hahn-Meitner-Instituts, Berlin, hergestellt. Für die Auswertung der Spektren stellte das Rechenzentrum der FU Rechenzeit zur Verfügung. Allen sei für die Hilfe und Unterstützung hier gedankt.

LITERATURVERZEICHNIS

- Abl 67 H. Abou-Leila
 Ann. Phys. (Paris) 2 (1967) 181
- ArmM 65 L. Armstrong und R. Marrus
 Phys. Rev. 138B (1965) 310
- AtzO 66 U. Atzmony und S. Ofer
 Phys. Rev. 145 (1966) 915
- BauN 69 E.R. Bauminger, I. Nowik und S. Ofer
 Phys. Lett. 29A (1969) 199
- Bit 49 F. Bitter
 Phys. Rev. 75 (1949) 1326
- Boh 51 A. Bohr
 Phys. Rev. 81 (1951) 331
- Bohr 51 A. Bohr
 Phys. Rev. 81 (1951) 134
- BohW 50 A. Bohr und V.F. Weisskopf
 Phys. Rev. 77 (1950) 1911
- BurR 61 J. Burde, M. Rakavy und S. Ofer
 Phys. Rev. 124 (1961) 1911
- CreH 69 G. Crecelius und S. Hüfner
 Phys. Lett. 30A (1969) 124
- CreH 70 G. Crecelius und S. Hüfner
 J. Appl. Phys. 41 (1970) 1329
- CreHL 70 G. Crecelius, S. Hüfner und M. Loewenhaupt
 Vortrag, gehalten auf der Frühjahrstagung
 der DPG in Freudenstadt, April 1970

- DSH 65 A. De-Shalit
Phys. Rev. 122 (1961) 1530
- Eic 64 H. Eicher
Z. Physik 179 (1964) 264
- EhrF 66 R.D. Ehrlich, D. Freyberger, D.A. Jensen,
C. Nissim-Sabat, R.J. Powers, B.A. Sherwood
und V.L. Telegdi
Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 425
- EvaS 65 L. Evans, P.H.G. Sandars und G.K. Woodgate
Proc. Roy. Soc. (London) A298 (1965) 114
- Fer 30 E. Fermi
Z. Physik 60 (1930) 320
- ForR 70 J.W. Ford, A.V. Ramayya und J.J. Pinajian
Nucl. Phys. A146 (1970) 397
- FoxS 69 R.A. Fox und N.J. Stone
Phys. Lett. 29A (1969) 341
- FreW 62 A.J. Freeman und R.E. Watson
Phys. Rev. 127 (1962) 2058
- GilN 63 G. Gilat und I. Nowik
Phys. Rev. 130 (1963) 1361
- Gsc 61 K.A. Gschneidner
Rare Earth Alloys, Princeton 1961
- Gob 37 H. Gobrecht
Ann. Phys. 28 (1937) 673
- CorC 70 G. Goretzki, G. Crecelius und S. Hufner
erscheint in Proceedings of the 2nd Inter-
national Conference on Hyperfine Interactions
and Nuclear Radiation, Rehovot, Israel, 1970

- GriP 62 Yu.T. Grin und I.M. Pavlichenkov
Sov. Phys. JETP 14 (1962) 679
- GroB 64 L. Grodzins und N. Blum
Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 470
- Hen 65 W. Henning
Diplomarbeit, Institut für Technische Kern-
physik, TH Darmstadt, 1965, unveröffentlicht
- Hes 70 J. Hess
Nucl. Phys. A142 (1970) 273
- HüfK 65 S. Hüfner, P. Kienle, D. Quitmann und P. Brix
Z. Physik 187 (1965) 67
- HüfW 68 S. Hüfner und J.H. Wernick
Phys. Rev. 173 (1968) 448
- Kan 64 E. Kankaleit
Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 195
- KedY 68 R.J. Keddy, Y. Yoshizawa, B. Elbeck,
B. Herskind und M.C. Olesen
Nucl. Phys. A113 (1968) 679
- Ker 56 A.K. Kerman
Dan. Mat. Fys. Medd. 30 No.15 (1956)
- Kop 58 H. Kopfermann
Kernmomente (Academic Press) New York, 1958
- Led 67 C.M. Lederer, J.M. Hollander und I. Perlman
Isotope Tables, New York, London, Sidney, 1967
- MilK 40 S. Millman und P. Kusch
Phys. Rev. 58 (1940) 438

- Mos 66 S.A. Moszkowski
in Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy,
herausgegeben von K. Siegbahn (North-Holland
Publishing Company) Amsterdam, 1966
- MotN 59 B.R. Mottelson und S.G. Nilsson
Mat. Fys. Skri. Dan. Vid. Selsk. 1 No.8 (1959)
- Nil 55 S.G. Nilsson
Dan. Mat. Fys. Medd. 29 No.16 (1955)
- NowO 63 I. Nowik und S. Ofer
Phys. Rev. 132 (1963) 241
- Per 70 G.J. Perlow
erscheint in Proceedings of the 2nd Inter-
national Conference on Hyperfine Structure
and Nuclear Radiation, Rehovot, Israel, 1970
- PerH 69 G.J. Perlow, W. Henning, D. Olson und
G.L. Goodman
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 680
- PicS 60 F.M. Pichanik, P.G.H. Sandars und G.K. Woodgate
Proc. Roy. Soc. (London) A257 (1960) 277
- Rei 58 A.S. Reiner
Nucl. Phys. 5 (1958) 544
- RicH 69 M. Richter, W. Henning und P. Kienle
Z. Physik 218 (1969) 223
- RotB 59 N. Rotenberg, R. Bevens, N. Metropolis und
J.K. Wooten
The 3-j and 6-j Symbols, 1959
- RudK 54 M.A. Ruderman und G. Kittel
Phys. Rev. 96 (1954) 99

- Shi 68 V.S. Shirley
in Hyperfine Structure and Nuclear Radiations,
herausgegeben von E. Matthias und D.A. Shirley,
Amsterdam, 1968
- Sör 67 R.A. Sörensen
Am. Journ. Phys. 35 (1967) 1078
- Stah 68 M. Stachel, S. Hüfner, G. Crecelius und
D. Quitmann
Phys. Lett. 28A (1968) 188
- Ste 52 R.M. Sternheimer
Phys. Rev. 86 (1952) 316
- VV1 47 J.H. van Vleck
Ann. Inst. Henri Poincaré 10 (1947) 80
- Win 65 R. Winkler
Phys. Lett. 16 (1965) 303
- WolV 60 W.P. Wolf und J.H. van Vleck
Phys. Rev. 118 (1960) 1490

TABELLE 1: Ergebnisse der Messungen

^{151}Eu	EuIG	$g_{22}/g_0 = 0.5332(4)$	
^{151}Eu	EuS, EuO	$A_{22}/A_0 = 0.5376(4)$	
^{151}Eu			$^0\Delta^{22}(\text{Kontakt}) = -0.81(8)\%$
^{151}Eu	Eu-Metall	$A_{22}/A_0 = 0.5351(4)$	
^{151}Eu			$^0\Delta^{22}(\text{Metall}) = -0.52(8)\%$
^{153}Eu	EuIG	$g_{103}/g_0 = 2.222(6)$	
^{153}Eu	EuS	$A_{103}/A_0 = 2.182(14)$	
^{153}Eu			$^0\Delta^{103}(\text{Kontakt}) = -1.8(8)\%$

Tabelle 1a: Ergebnisse der Messungen am ^{151}Eu (angegeben sind nur die berechneten statistischen Fehler)

Absorber	Dicke $ \text{mg}/\text{cm}^2 $	$\Gamma/2$	$\mu_{\text{OHI}}^{\text{I}}$	$\mu_{\text{OH}_2}^{\text{I}}$	$eQ_{\text{O}zz_1}^{\text{V}}/4$	$eQ_{\text{O}zz_2}^{\text{V}}/4$	A_a/A_o	Q_a/Q_o
EuIG	30	1.43(2)	37.68(5)	33.85(5)	+0.34(6)	-0.23(5)	0.5332(2)	1.3(1)
EuIG	50	1.477(8)	37.73(2)	34.04(2)	+0.34(2)	-0.30(3)	0.55294(8)	1.35(3)
EuIG	60	1.545(8)	37.84(2)	33.91(2)	+0.33(3)	-0.20(3)	0.53311(10)	1.28(4)
EuIG	70	1.587(5)	37.83(2)	34.12(2)	+0.36(2)	-0.16(2)	0.53324(6)	1.31(2)
EuS	10	1.215(6)	19.09(1)		-0.01(1)		0.5376(1)	1.31
EuS	12	1.228(6)	19.18(1)		-0.05(1)		0.5375(1)	1.31
EuS	30	1.274(3)	18.753(6)		-0.03(1)		0.53684(8)	1.31
EuS	40	1.298(3)	18.822(5)		-0.04(1)		0.53741(7)	1.31
EuS	70	1.425(4)	19.068(8)		-0.05(1)		0.5383(1)	1.31
EuO	35	1.286(4)	17.787(9)		-0.09(1)		0.5376(1)	1.31
Eu-Metall	30	1.325(4)	15.839(8)		-0.005(5)		0.5351(1)	1.31

TABELLE 1b: Ergebnisse der Messungen am ^{153}Eu (angegeben sind nur die berechneten statistischen Fehler)

Absorber	Dicke $ \text{mg/cm}^2 $	$\Gamma/2$ $ \text{mm/s} $	$\mu_{\text{O}} \text{H}_1 / \text{I}_{\text{O}}$	$\mu_{\text{O}} \text{H}_2 / \text{I}_{\text{O}}$	$e_{\text{O}} V_{zz_1} / 4$	$e_{\text{O}} V_{zz_2} / 4$	A_a / A_{O}	Q_a / Q_{O}
EuIG	600	0.677(6)	3.25(1)	3.13(1)	+0.40(1)	-0.23(1)	2.218(2)	0.78(2)
EuIG	600	0.688(8)	3.24(2)	3.18(1)	+0.45(2)	-0.32(2)	2.224(3)	0.70(2)
EuIG	600	0.685(5)	3.24(1)	3.13(1)	+0.43(1)	-0.28(1)	2.221(2)	0.73(2)
EuIG	700	0.717(4)	3.306(9)	3.382(7)	+0.558(9)	-0.34(1)	2.223(2)	0.63(1)
EuIG	700	0.728(6)	3.32(1)	3.40(1)	+0.51(1)	-0.32(1)	2.215(2)	0.72(2)
EuIG	700	0.723(4)	3.309(7)	3.390(6)	+0.543(7)	-0.334(8)	2.220(1)	0.66(1)
EuS	400	0.87(2)	1.80(2)				2.17(1)	
EuS	400	0.89(1)	1.79(2)				2.178(8)	
EuS	400	0.88(1)	1.78(1)				2.182(6)	
EuS	500	0.96(1)	1.79(1)				2.176(6)	
EuS	600	1.04(1)	1.82(2)				2.192(8)	
EuS	700	1.06(2)	1.75(2)				2.19(1)	

TABELLE 2: Daten des Kernes ^{151}Eu , Grund- und 22 keV-Zustand

Größe	Grundzustand	21.54 keV-Zustand
I^π	$5/2^+$	$7/2^+$
ν/μ_K	$+3.4630(6)$ (Evas 65)	$+2.585(1)$
δ	$1.3852(3)$	$0.7386(7)$ (CreH 69)
Q/b	$1.16(8)$ (Win 65)	$1.49(10)$ (Stah 68)
Schalenmodell- konfiguration	$d_{5/2}$ -Proton	$g_{7/2}$ -Proton
N_3, Λ, K^π	$402, 5/2^+$	$404, 7/2^+$
δ	0.15	0.15
$T_{1/2}$	∞	$9.5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ (Shi 68)

TABELLE 3: Berechnete g-Faktoren von Grund- und 22 keV-Zustand
des ^{151}Eu nach verschiedenen Modellen

Modell	g_0	g_a
Meßwerte	1.385	0.739
Einteilchen-Modell	1.915	0.492
asymmetrisches Modell	1.49	0.361
Nilsson Modell	1.4	0.426
Core-excitation Modell	1.385	0.83

TABELLE 4: Berechnete Werte von ϵ und Δ für Grund- und 22 keV-Zustand des ^{151}Eu .
Die mit "Mod." gekennzeichneten Werte wurden mit den Modellwerten für g_I (vergl. Tab. 3), die mit "Exp." gekennzeichneten mit den gemessenen g -Faktoren berechnet.

Modell	$\epsilon_0^{\text{Mod.}}$	$\epsilon_0^{\text{Exp.}}$	$\epsilon_a^{\text{Mod.}}$	$\epsilon_a^{\text{Exp.}}$	$\Delta^{\text{Mod.}}$	$\Delta^{\text{Exp.}}$
(Bohr 50), homogen geladene Kugel		1.44%		0.86%		-0.58%
Einteilchen-Modell	1.73%	1.51%	1.0%	0.64%	-0.73%	-0.87%
asymmetrisches Modell	1.58%	1.60%	-0.84%	0.67%	-2.12%	-0.93%
Nilsson Modell	1.33%	1.34%	4.5%	2.6%	+3.27%	+1.36%
Core-excitation Modell		1.50%		0.07%		-1.43%

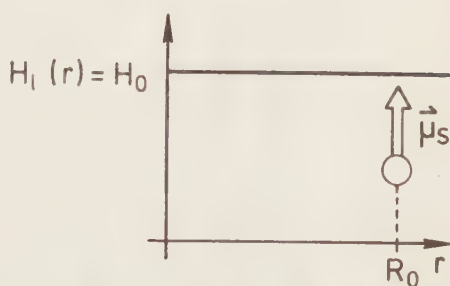
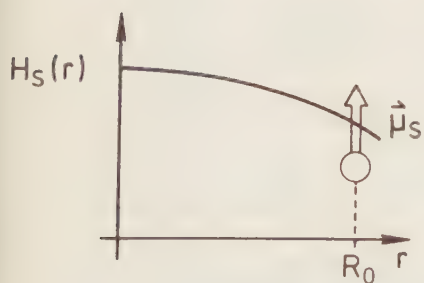
TABELLE 5: Daten des Kernes ^{153}Eu , Grund- und 103 keV-Zustand

Größe	Grundzustand	103 keV
I^π	$5/2^+$	$3/2^+$
μ/μ_K	$+1.5292(8)$ (EvaS 65)	$2.040(3)$
g	$0.6117(4)$	$1.360(2)$ (BauN 69, diese Arbeit)
Q/b	2.92 (Shi 68)	
$Nn_3^{\Lambda, K}$	$413, 5/2^+$	$411, 3/2^+$
δ	0.3	

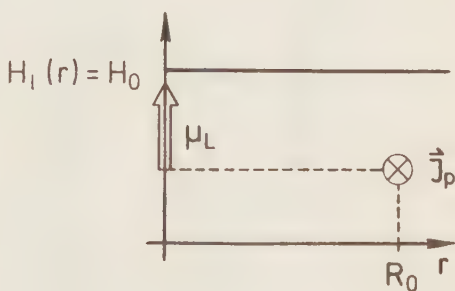
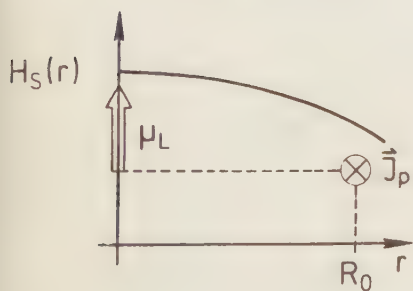
ABBILDUNGEN

1. Prinzipskizze zur Veranschaulichung von Bahn- und Spinanteil der Wechselwirkung eines Protons auf einer Kreisbahn mit $r = R_0$ mit einem Kontaktfeld H_s und einem Bahnfeld H_L .
2. Niveauschemata von ^{151}Eu und ^{153}Eu . Der Kern ^{153}Eu zeigt ausgeprägte Rotationsbanden.
3. Hyperfeinstruktur der 22 keV γ -Linie des ^{151}Eu in einem EuIG Absorber der Dicke 50 mg/cm^2 bei $T = 4.2^\circ\text{K}$.
- 4./5. Hyperfeinstruktur der 22 keV γ -Linie des ^{151}Eu in einem EuS- und einem EuO-Absorber bei $T = 4.2^\circ\text{K}$. Die Massenbelegung betrug jeweils 30 mg/cm^2 . Beide Absorber enthalten geringe Verunreinigungen von Eu_2O_3 .
6. Hyperfeinstruktur der 22 keV γ -Linie des ^{151}Eu in Eu-Metall bei 4.2°K . Der Absorber bestand aus einer Folie von ca. 30 mg/cm^2 Massenbelegung.
- 7./8. Hyperfeinstruktur der 103 keV γ -Linie des ^{153}Eu in EuIG und EuS bei 4.2°K . Beide Absorber enthalten geringe Eu_2O_3 -Verunreinigungen. Die Massenbelegungen betragen 700 mg/cm^2 und 300 mg/cm^2 .

Spinmagnetismus eines kreisenden Protons



Bahnmagnetismus eines kreisenden Protons



$(3/2 \dots 9/2)^+ \text{---} 260.44$
 $7/2^- \text{---} 243.22$

$1/2^+ \text{---} 196.46$
 $11/2^- \text{---} 196.21$

$9/2^+ \text{---} 193.2$
 $5/2^+ \text{---} 172.854$

$M1 + 0.12\% E2$
 $7/2^+ \text{---} 21.54$
 $5/2^+ \text{---} 0$
 $151 \text{ Eu } 88$
 63
 $9.4 \times 10^{-9} \text{ s}$

$3/2^+ \text{---} 103.179$
 $7/2^+ \text{---} 83.37$
 $5/2^+ \text{---} 0$
 $153 \text{ Eu } 90$
 63
 $0. K = 5/2$
 $M1$
 $K = 3/2 \quad 5/2^-$
 $K = 5/2^-$
 97.43

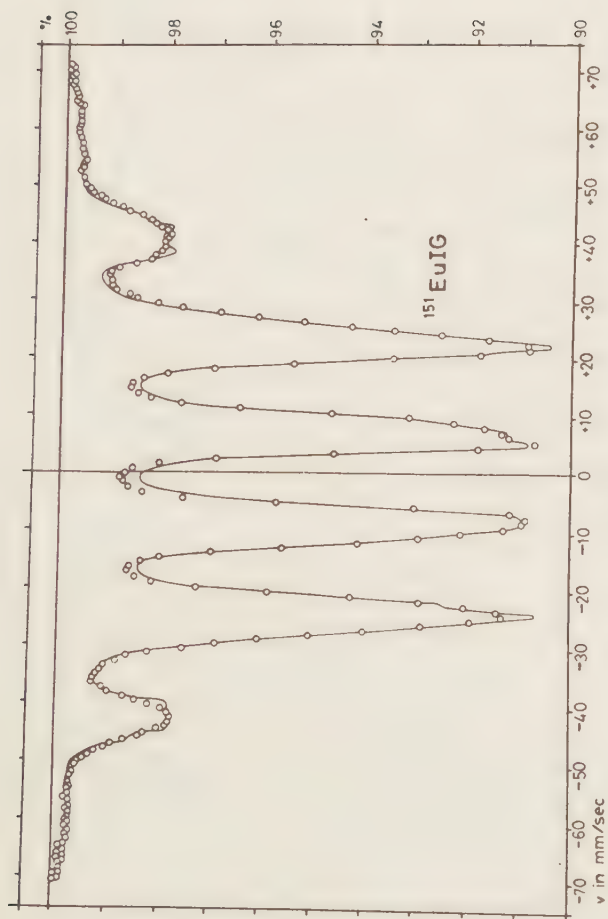


ABB. 3

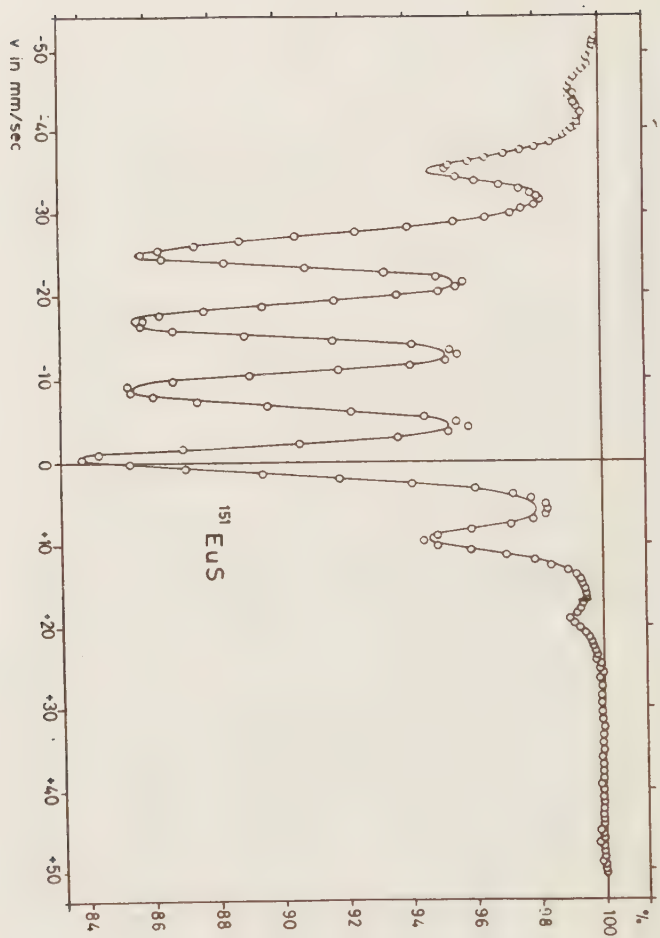


ABB. 4

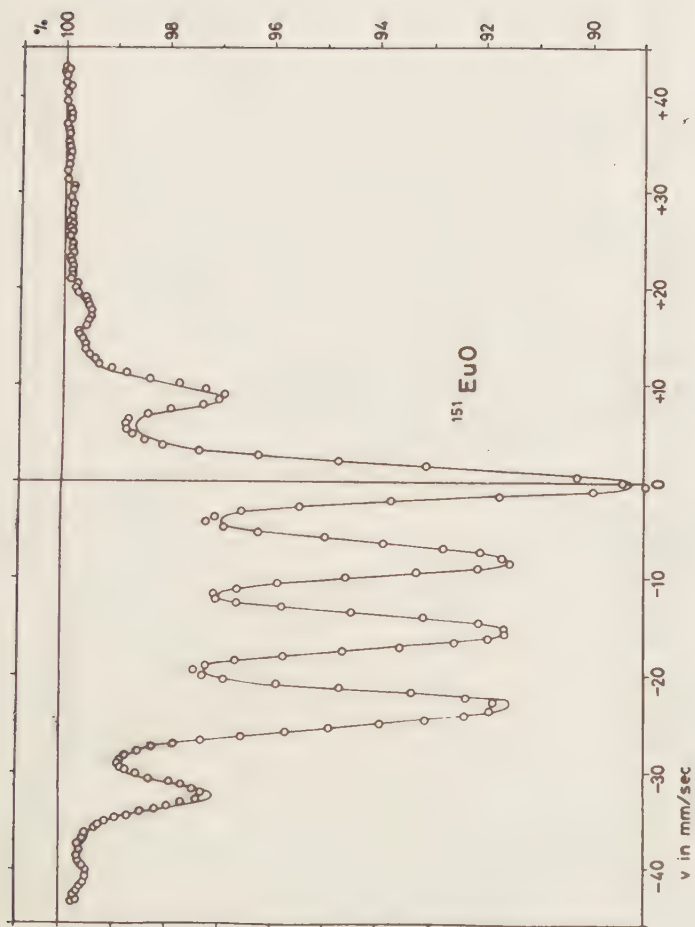
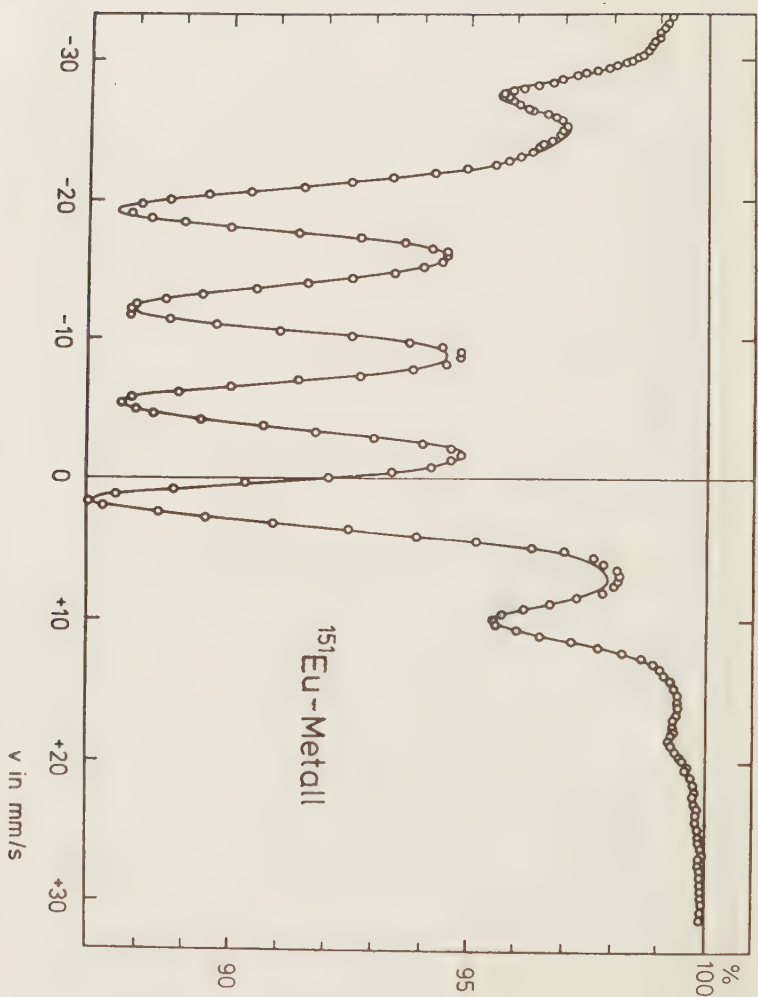


ABB. 5



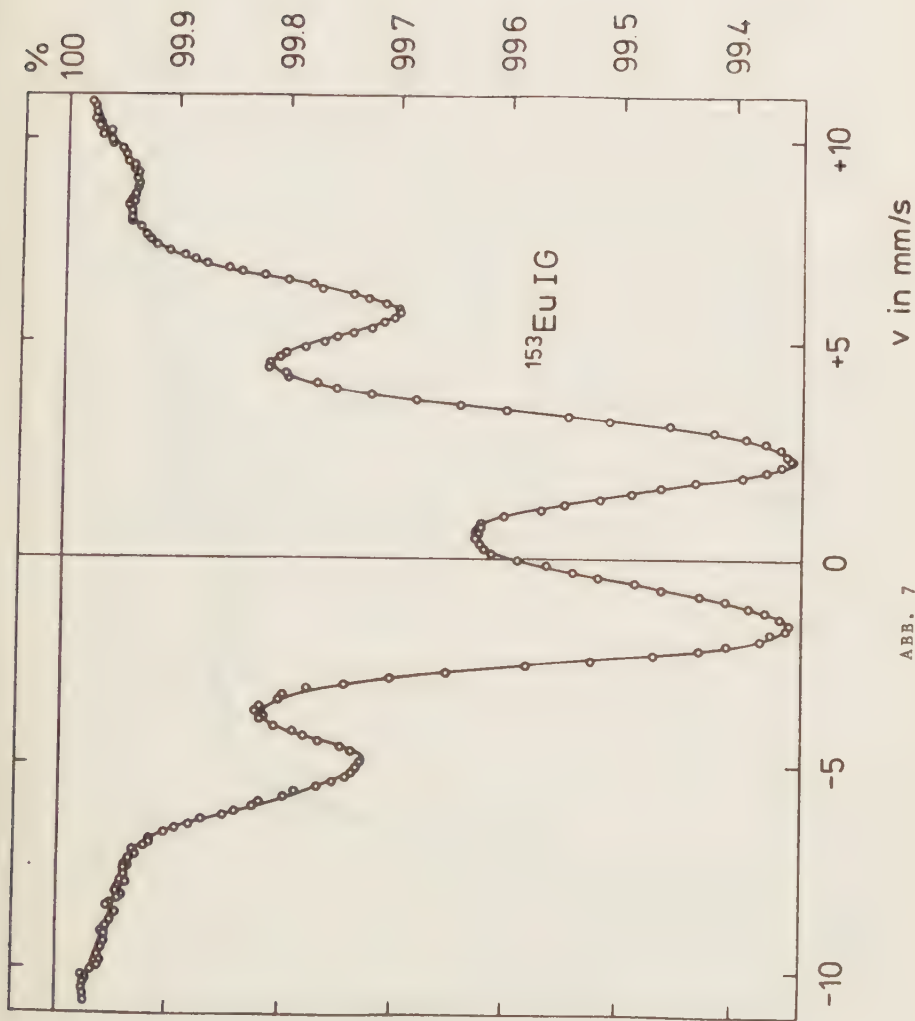
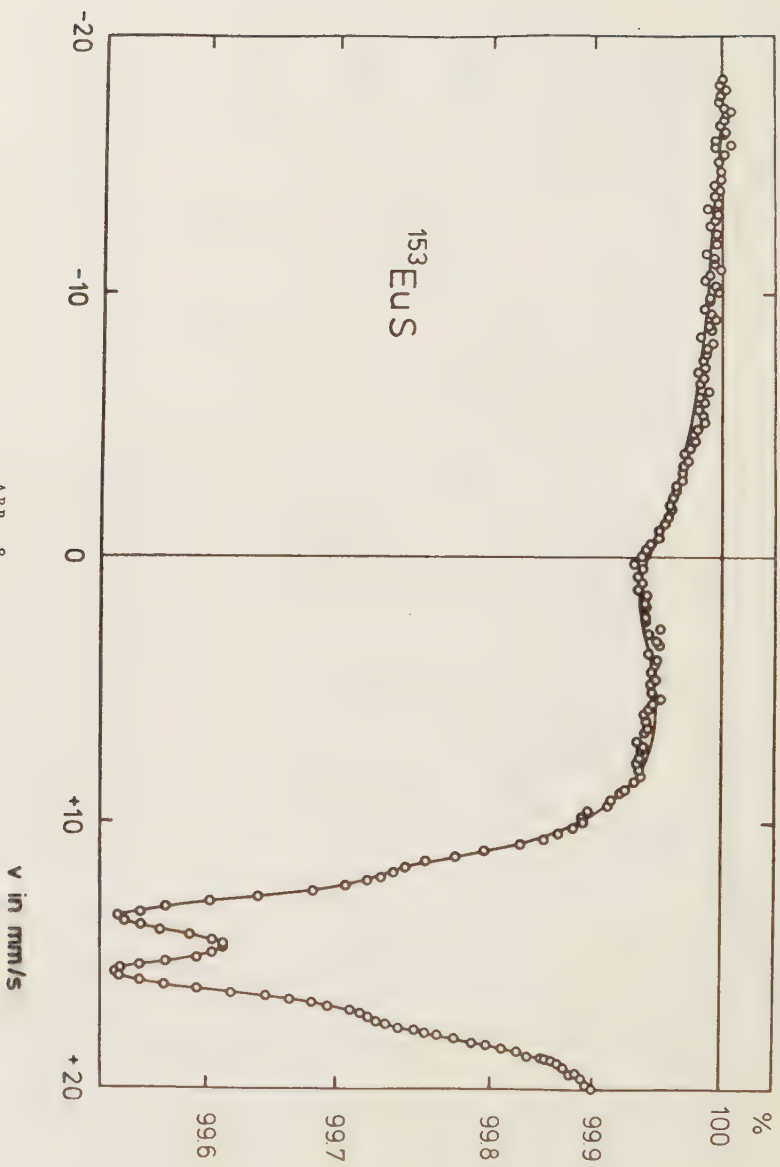


ABB. 7



Günter Crecelius

L e b e n s l a u f

Am 8.9.1940 wurde ich in Wiesbaden geboren. Ab Herbst 1946 besuchte ich die Volksschule in Wiesbaden-Igstadt und wechselte im Frühjahr 1951 zur Werner-von Siemens-Mittelschule in Wiesbaden, die ich 1957 mit dem Abschlußzeugnis verließ. Nach dreijähriger Schlosserlehre bei der Maschinenfabrik Wiesbaden AG besuchte ich vom Frühjahr 1960 bis Herbst 1962 das Hessenkolleg Wiesbaden und legte dort die Reifeprüfung ab. Im Wintersemester 1962/63 begann ich an der TH Darmstadt mit dem Studium der Physik, das ich im Herbst 1967 mit der Diplomarbeit "Messung der Hyperfeinfelder im Dysprosium-Eisen-Granat und Bestimmung der Kernmomente des 26 keV-Niveaus und des 75 keV-Niveaus im ^{161}Dy " am Institut für technische Kernphysik abschloß. Seit Herbst 1968 arbeite ich am IV. Physikalischen Institut der Freien Universität.

